

Современный
Гуманитарный
Университет

Дистанционное образование

0619.05.03;1

Рабочий учебник

Фамилия, имя, отчество _____

Факультет _____

Номер контракта _____

ФИЗИКА

ЮНИТА 5

ОПТИКА

Москва 2002

ОГЛАВЛЕНИЕ

ДИДАКТИЧЕСКИЙ ПЛАН	5
ЛИТЕРАТУРА	6
ПЕРЕЧЕНЬ УМЕНИЙ	7
ТЕМАТИЧЕСКИЙ ОБЗОР	8
1. Элементы геометрической и электронной оптики	8
1.1. Развитие представлений о природе света	8
1.2. Основные законы оптики.	11
1.3. Полное отражение	18
1.4. Тонкие линзы. Изображение предметов с помощью линз ..	20
1.5. Аберрации (погрешности) оптических систем	26
1.5.1. Сферическая аберрация	26
1.5.2. Кома	27
1.5.3. Дисторсия	27
1.5.4. Хроматическая аберрация	28
1.5.5. Астигматизм	28
1.6. Основные фотометрические величины и их единицы	29
1.6.1. Энергетические величины	29
1.6.2. Световые величины	30
1.7. Элементы электронной оптики	31
1.7.1. Электронные линзы	31
1.7.2. Электронный микроскоп	33
1.7.3. Электронно-оптический преобразователь	34
2. Интерференция света	35
2.1. Когерентность и монохроматичность световых волн	35
2.2. Интерференция света	37
2.3. Методы наблюдения интерференции света	39
2.3.1. Метод Юнга	39
2.3.2. Зеркала Френеля	40
2.3.3. Бипризма Френеля	41
2.4. Интерференция света в тонких пленках	43
2.4.1. Полосы равного наклона (интерференция от плоскопараллельной пластинки).	45
2.4.2. Полосы равной толщины (интерференция от пластинки переменной толщины).	46
2.4.3. Кольца Ньютона	47
2.5. Применение интерференции света	48
3. Дифракция света	53
3.1. Принцип Гюйгенса – Френеля	53
3.2. Метод зон Френеля. Прямолинейное распространение света	55
3.3. Дифракция Френеля на круглом отверстии и диске	58

3.4. Дифракция Фраунгофера на одной щели	61
3.5. Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке . . .	64
3.6. Пространственная решетка. Рассеяние света	67
3.7. Дифракция на пространственной решетке. Формула Вульфа – Брэгга	69
3.8. Разрешающая способность оптических приборов	70
3.8.1. Разрешающая способность объектива	71
3.8.2. Разрешающая способность дифракционной решетки	73
3.9. Понятие о голографии	73
4. Взаимодействие электромагнитных волн с веществом	76
4.1. Дисперсия света	76
4.2. Электронная теория дисперсии света	78
4.3. Поглощение (абсорбция) света	82
4.4. Эффект Доплера	84
4.5. Излучение Вавилова – Черенкова	86
5. Поляризация света	87
5.1. Естественный и поляризованный свет	87
5.2. Двойное лучепреломление	93
5.3. Анализ поляризованного света	8
5.4. Искусственная оптическая анизотропия	101
5.5. Вращение плоскости поляризации	103
ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ	105
ТРЕНИНГ УМЕНИЙ	107
ГЛОССАРИЙ*	

* Глоссарий расположен в середине учебного пособия и предназначен для самостоятельного заучивания новых понятий.

ДИДАКТИЧЕСКИЙ ПЛАН

Элементы геометрической и электронной оптики. Развитие представлений о природе света. Основные законы оптики. Полное отражение. Тонкие линзы. Изображение предметов с помощью линз. Аберрации (погрешности) оптических систем. Основные фотометрические величины и их единицы. Элементы электронной оптики.

Интерференция света. Когерентность и монохроматичность световых волн. Интерференция света. Методы наблюдения интерференции света. Интерференция света в тонких пленках. Применение интерференции света.

Дифракция света. Принцип Гюйгенса–Френеля. Метод зон Френеля. Прямолинейное распространение света. Дифракция Френеля на круглом отверстии и диске. Дифракция Фраунгофера на одной щели. Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке. Пространственная решетка. Рассеяние света. Формула Вульфа–Брэгга. Разрешающая способность оптических приборов. Понятие о голографии.

Взаимодействие электромагнитных волн с веществом. Дисперсия света. Электронная теория дисперсии света. Поглощение (адсорбция) света. Эффект Доплера. Излучение Вавилова–Черенкова.

Поляризация света. Естественный и поляризованный свет. Двойное лучепреломление. Анализ поляризованного света. Искусственная оптическая анизотропия. Вращение плоскости поляризации.

ЛИТЕРАТУРА

Базовая

- 1*. Трофимова Т.И. Курс физики. М.: Высшая школа, 2000.
- 2*. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. М.: Высшая школа, 2000.

Дополнительная

3. Бабаджан Е.И., Гервидс В.И., Дубовик В.М., Нерсесов Э.А. Сборник качественных вопросов и задач по общей физике. М.: Наука, 1990.
4. Бутиков В.К. Оптика. М.: Наука, 1999.
5. Савельев И.В. Курс общей физики. М.: Наука, 1998. Кн. 4. Волны. Оптика.
6. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.5. Оптика. М.: Наука, 1999.
7. Стрелков С.П., Сивухин Д.В., Угаров В.А., Яковлев И.А. Сборник задач по общему курсу физики. М.: Наука, 1999. Т.5. Оптика.

Примечание. Знаком (*) отмечены работы, на основе которых составлен тематический обзор.

ПЕРЕЧЕНЬ УМЕНИЙ

№ п/п	Умения	Алгоритмы
1	Решить задачу на закон преломления света.	1. Построить чертеж, рассмотрев лучи, попадающие в глаз наблюдателю под малыми углами. 2. Найти из чертежа геометрические соотношения между величинами, данными в задаче. 3. Записать закон преломления света. 4. Выразить неизвестные величины и найти их.
2	Построить изображение предмета в линзе: точечный источник находится на главной оптической оси.	1. Провести некоторый произвольный луч 1 из источника на линзу, отметить точку падения. 2. Провести побочную оптическую ось параллельно лучу. 3. Построив фокальную плоскость, получить точку пересечения побочной оптической оси и фокальной плоскости. 4. Провести через точку падения на линзу луча 1 и точку пересечения побочной оптической оси и фокальной плоскости луч 2. 5. Построить точку пересечения преломленного луча 2 с главной оптической осью. Это и есть изображение источника.
3	Построить изображение предмета в линзе: источник находится в некоторой произвольной точке.	1. Построить луч 1 от источника до линзы параллельно главной оптической оси. Отметить точку падения луча на линзу. 2. Построить луч 2 из точки падения луча 1, проходящий через фокус линзы. 3. Построить луч 3 от источника, проходящий через оптический центр линзы не преломляясь. 4. Найти точку пересечения лучей 2 и 3. Это и есть изображение источника.
4	Решить задачу на применение формулы линзы.	1. Определить вид линзы и изображения. 2. Записать формулу линзы с учетом знаков. 3. Выразить неизвестную величину. 4. Подставить значения и рассчитать искомые параметры.
5	Решить задачу на определение длины волны света, падающего на решетку.	1. Определить период решетки. 2. Записать условие максимума, учитывая порядок, указанный в задаче. 3. Выразить длину волны из данных величин и рассчитать ее.

1. ЭЛЕМЕНТЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ И ЭЛЕКТРОННОЙ ОПТИКИ

1.1. Развитие представлений о природе света

Первые представления о природе света возникли у древних греков и египтян. Древнегреческий философ Платон (427–348 гг. до н. э.) установил закон прямолинейного распространения и закон отражения света. Преломление света изучали древнегреческие ученые Аристотель (384 – 322 гг. до н. э.) и Птолемей (ок. 90–ок. 160 гг. до н.э.). По мере изобретения и усовершенствования различных оптических инструментов, например параболических зеркал (XIII в.), фотоаппарата и микроскопа (XVI в.), зрительной трубы (XVII в.), развивались и трансформировались представления о свете. В конце XVII в. на основе многовекового опыта возникли две теории света: корпускулярная и волновая.

Корпускулярной теории (теории истечения) придерживался английский ученый И. Ньютон (1643–1727). Согласно этой теории свет представляет собой поток частиц (корпускул), испускаемых светящимися телами и летящих по прямолинейным траекториям. Движение световых корпускул Ньютон подчинил сформулированным им законам механики. Так, отражение света понималось аналогично отражению упругого шарика при ударе о плоскость, где также соблюдается закон равенства углов падения и отражения. Преломление света Ньютон объяснял притяжением корпускул преломляющей средой, в результате чего скорость корпускул меняется при переходе из одной среды в другую. Из теории Ньютона следовало постоянство синуса угла падения i_1 к синусу угла преломления i_2 :

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v}{c} = n, \quad (1.1)$$

где c – скорость распространения света в вакууме; v – скорость распространения света в среде; n – показатель преломления среды. Так как N в среде всегда больше единицы, то, по теории Ньютона, $v > c$, т.е. скорость распространения света в среде должна быть всегда больше скорости его распространения в вакууме.

* Жирным шрифтом выделены новые понятия, которые необходимо усвоить. Знание этих понятий будет проверяться при тестировании.

На позиции волновой теории стояли голландский ученый Х. Гюйгенс (1629–1695) и английский ученый Р. Гук (1635–1703). Согласно волновой теории, развитой на основе аналогии оптических и акустических явлений, свет представляет собой упругую волну, распространяющуюся в особой среде – эфире. Эфир заполняет все мировое пространство, пронизывает все тела и обладает механическими свойствами – упругостью и плотностью. Согласно Гюйгенсу большая скорость распространения света обусловлена особыми свойствами эфира.

Волновая теория основывается на принципе Гюйгенса: каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени. Волновым фронтом называется геометрическое место точек, до которых доходят колебания моменту времени t . Принцип Гюйгенса позволяет анализировать распространение света и вывести законы отражения и преломления. Волновая теория приводит к выводу, отличному от вывода теории Ньютона. По теории Гюйгенса

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{c}{v} = n \quad (1.2)$$

причем $v < c$, т.е. скорость распространения света в среде должна быть всегда меньше скорости его распространения в вакууме.

Таким образом, к началу XVIII в. существовало два противоположных подхода к объяснению природы света: корпускулярная теория Ньютона и волновая теория Гюйгенса. Обе эти теории объясняли прямолинейное распространение света, законы отражения и преломления. XVIII век стал веком борьбы этих теорий. Экспериментальное доказательство справедливости волновой теории было получено в 1851 г., когда французский физик А. Фуко (1819–1868) и независимо от него французский физик И. Физо (1819–1896) измерили скорость распространения света в воде и получили значение, соответствующее формуле (1.2). К началу XIX столетия корпускулярная теория была полностью отвергнута и восторжествовала волновая теория. Большая заслуга в этом отношении принадлежит английскому физiku Т. Юнгу (1773–1829), исследовавшему явления дифракции и интерференции, и французскому физiku О. Френелю (1788–1827), дополнившему принцип Гюйгенса и объяснившему эти явления.

Несмотря на признание волновой теории, она обладала рядом недостатков. Например, явления интерференции, дифракции и поляризации могли быть объяснены только в том случае, если световые волны считать поперечными. А если световые волны – поперечные, то их носитель – эфир – должен обладать свойствами твердых тел. Попытка же

наделить эфир свойствами твердого тела успеха не имела, так как эфир не оказывает заметного воздействия на движущиеся в нем тела. Далее эксперименты показали, что скорость распространения света в разных средах различна, поэтому эфир должен обладать в разных средах различными свойствами. Теория Гюйгенса не могла объяснить также физической природы наличия разных цветов.

Наука о свете накапливала экспериментальные данные, свидетельствующие о взаимосвязи световых, электрических и магнитных явлений, что позволило английскому физiku Д. Максвеллу (1831–1879) в 70-х гг. девятнадцатого века создать электромагнитную теорию света. Согласно электромагнитной теории Максвелла

$$c/v = \sqrt{\epsilon \mu} = n,$$

где ϵ диэлектрическая проницаемость; μ магнитная проницаемость. Это соотношение связывает оптические, электрические и магнитные постоянные вещества. По Максвеллу, ϵ и μ – величины, не зависящие от длины волны света, поэтому электромагнитная теория не могла объяснить явление дисперсии (зависимость показателя преломления от длины волны). Эта трудность была преодолена в конце XIX в. голландским физиком Г. Лоренцем (1853–1928), предложившим электронную теорию, согласно которой диэлектрическая проницаемость ϵ зависит от длины волны падающего света. Теория Лоренца ввела представление об электронах, колеблющихся внутри атома, и позволила объяснить явления испускания и поглощения света веществом.

Несмотря на огромные успехи электромагнитной теории Максвелла и Лоренца, они были несколько противоречивы и при их применении встречался ряд затруднений. Обе теории основывались на гипотезе об эфире, только “упругий эфир” был заменен “эфиром электромагнитным” (теория Максвелла) или “неподвижным эфиром” (теория Лоренца). Теория Максвелла не смогла объяснить процессов испускания и поглощения света, фотоэлектрического эффекта, комптоновского рассеяния и т. д. Теория Лоренца, в свою очередь, не смогла объяснить многие явления, связанные с взаимодействием света с веществом, в частности вопрос о распределении энергии по длинам волн при тепловом излучении черного тела.

Перечисленные затруднения и противоречия были преодолены благодаря смелой гипотезе (1900 г.) немецкого физика М. Планка (1858–1947), согласно которой излучение и поглощение света происходит не непрерывно, а дискретно, т.е. определенными порциями (квантами), энергия которых определяется частотой ν :

$$\varepsilon_0 = h\nu, \quad (1.3)$$

где $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка.

Теория Планка не нуждалась в понятии об эфире. Она объяснила тепловое излучение черного тела. Физик-теоретик А. Эйнштейн (1879–1955) в 1905 г. создал квантовую теорию света, согласно которой не только излучение света, но и его распространение происходит в виде потока световых квантов – фотонов, энергия которых определяется соотношением (1.3), а масса

$$m_\phi = \frac{\varepsilon_0}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}. \quad (1.4)$$

Квантовые представления о свете хорошо согласуются с законами излучения и поглощения света, законами взаимодействия света с веществом. Однако как с помощью этих представлений объяснить такие хорошо изученные явления, как интерференция, дифракция и поляризация света? Эти явления легко объясняются на основе волновых представлений. Все многообразие изученных свойств и законов распространения света, его взаимодействия с веществом показывает, что свет имеет сложную природу. Он представляет собой единство противоположных видов движения – корпускулярного (квантового) и волнового (электромагнитного). Длительный путь развития привел к современным представлениям о двойственной корпускулярно-волновой природе света. Выражения (1.3) и (1.4) связывают корпускулярные характеристики излучения – массу и энергию кванта – с волновыми – частотой колебаний и длиной волны. Таким образом, свет представляет собой единство дискретности и непрерывности.

1.2. Основные законы оптики

Основные законы оптики: закон прямолинейного распространения света в оптически однородной среде; закон независимости световых пучков (справедлив только в линейной оптике); закон отражения света; закон преломления света.

Закон прямолинейного распространения света: свет в оптически однородной среде распространяется прямолинейно.

Доказательством этого закона является наличие тени с резкими границами от непрозрачных предметов при освещении их точечными источниками света (источники, размеры которых значительно меньше освещаемого предмета и расстояния до него). Тщательные эксперименты показали, однако, что этот закон нарушается, если свет проходит

сквозь очень малые отверстия, причем отклонение от прямолинейности распространения тем больше, чем меньше отверстия.

Закон независимости световых пучков: эффект, производимый отдельным пучком, не зависит от того, действуют ли одновременно остальные пучки или они устранены. Разбивая световой поток на отдельные световые пучки (например, с помощью диафрагм), можно показать, что действие выделенных световых пучков независимо.

Если свет падает на границу раздела двух сред (двух прозрачных веществ), то падающий луч I (рис. 1) разделяется на два – отраженный II и преломленный III, направления которых задаются законами отражения и преломления.

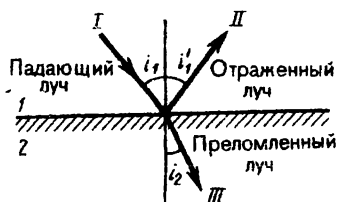


Рис. 1

Закон отражения света: отраженный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и перпендикуляром, проведенным к границе раздела двух сред в точке падения; угол i_1 отражения равен углу i_1 падения: $i_1 = i_1$.

Выведем закон отражения света, исходя из принципа Гюйгенса. Пусть на границу раздела двух сред падает плоская волна (фронт волны – плоскость AB), распространяющаяся вдоль направления I (рис. 2). Когда фронт волны достигнет отражающей поверхности в точке A , эта точка начнет излучать вторичную волну. Для прохождения волной расстояния BC требуется время $\Delta t = BC / v$. За это же время фронт вторичной волны достигнет точек полусферы, радиус AD которой равен $v\Delta t = BC$. Положение фронта отраженной волны в этот момент времени в соответствии с принципом Гюйгенса задается плоскостью DC , а направление распространения этой волны – лучом II. Из равенства треугольников ABC и ADC вытекает закон отражения: угол отражения i_1 , равен углу падения i_1 .

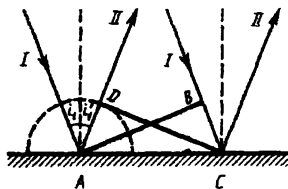


Рис. 2

В зависимости от свойств и качества отражающей поверхности отражение широкого светового пучка может иметь различный характер.

Если размеры неровностей отражающей поверхности меньше длины световой волны, то она называется зеркальной. Примерами поверхностей, по своим свойствам приближающихся к зеркальным, могут служить поверхность капли ртути, поверхность гладкого стекла или хорошо отполированная металлическая поверхность. Узкие пучки света, падающие на такую поверхность параллельно друг другу, идут после отражения также параллельно (рис. 3). Такое направленное отражение называется зеркальным, или правильным.

Если размеры неровностей соизмеримы с длиной волны или превышают ее (шероховатые поверхности, матовые поверхности) и расположение неровностей беспорядочно, то падающий на поверхность узкий пучок света рассеивается ею. Падающие на такую поверхность параллельные лучи отражаются по всевозможным направлениям (рис. 4). Такое отражение называется рассеянным. Именно благодаря рассеянному отражению света мы можем видеть предметы, которые сами не излучают свет.

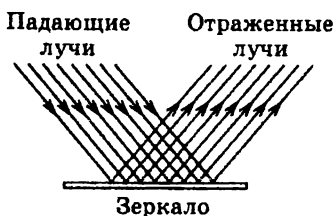


Рис. 3

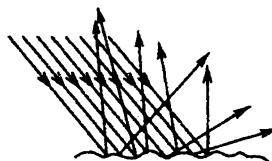


Рис. 4

В малой степени рассеяние света имеет место при его отражении даже от самой гладкой поверхности, например от обычного зеркала. Иначе мы не могли бы увидеть поверхность зеркала.

Отражение света каждым элементом шероховатой поверхности подчиняется закону отражения. Но так как эти элементы поверхности

расположены друг относительно друга под самыми разнообразными углами, то и отраженные от них лучи имеют всевозможные направления.

Плоским зеркалом называют плоскую поверхность, зеркально отражающую свет.

Пусть светящаяся точка S находится перед плоским зеркалом. Для построения изображения этой точки в зеркале построим ход нескольких лучей, выходящих из точки S (рис. 5). После отражения от зеркала такие лучи, как видно из рисунка, попадают в глаз наблюдателя. Человеку кажется, что лучи выходят из точки S_1 , которую можно найти, продолжив лучи в противоположную сторону до пересечения. Точка S_1 поэтому будет являться изображением точки S в плоском зеркале. Это изображение называется мнимым, так как в точке пересечения не сами отраженные лучи, а их продолжения; световая энергия в эту точку не поступает.

Чтобы найти положение точки S_1 , достаточно рассмотреть любые два луча расходящегося пучка. Обычно берут крайние лучи пучка, попадающего в глаз, – лучи AB и CD на рис. 5. В треугольниках SAC и S_1AC сторона AC общая.

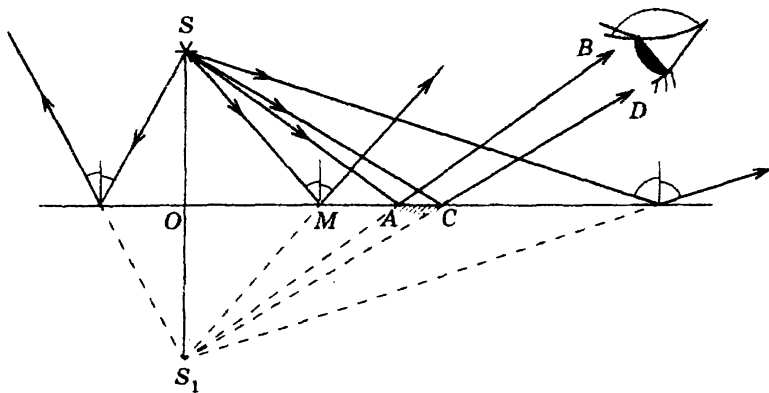


Рис. 5

Используя закон отражения, можно доказать, что углы в треугольниках, прилегающие к этой общей стороне, соответственно равны. Следовательно, треугольники равны и совместятся друг с другом, если перегнуть рисунок по линии зеркала. Это означает, что точка S_1 располо-

жена симметрично точке S относительно плоскости зеркала. Поэтому для нахождения изображения точки достаточно опустить из нее на зеркало перпендикуляр и продолжить его на такое же расстояние за зеркало.

Изображение предмета в плоском зеркале тоже получается мнимым, симметричным предмету относительно зеркала. По размеру изображение равно предмету. То же дает и построение (рис. 6).

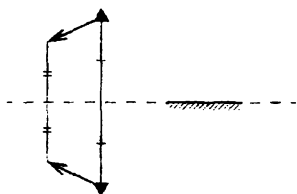


Рис. 6

Плоские зеркала применяют в шкалах измерительных (в частности, электроизмерительных) приборов высокого класса точности.

Широко применяется на практике устройство, состоящее из трех взаимно перпендикулярных зеркал, расположенных подобно плоскостям декартовой системы координат (рис. 7). Это устройство называют уголковым отражателем.

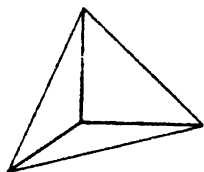


Рис. 7

Отражатель обладает замечательным свойством: при любом угле падения луч падающий и луч, последовательно отразившись от трех зеркал, оказываются параллельными. Специальные уголковые отражатели доставлены на Луну и использованы для точного измерения расстояния до нее с помощью лазерных лучей. Погрешность измерения составила всего лишь 0,1 м.

Большое распространение получили так называемые катафоты – красные отражатели света, устанавливаемые на автомобилях, велосипедах и дорожных знаках. Катафот представляет собой мозаику из трехгранных зеркальных углов.

Закон преломления света: луч падающий, луч преломленный и

перпендикуляр, проведенный к границе раздела в точке падения, лежат в одной плоскости; отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных сред:

$$\sin i_1 / \sin i_2 = N_{21}, \quad (1.5)$$

где N_{21} – относительный показатель преломления второй среды относительно первой. Индексы в обозначениях углов i_1 , i_1' , i_2 указывают, в какой среде (первой или второй) идет луч.

Относительный показатель преломления двух сред равен отношению их абсолютных показателей преломления:

$$N_{21} = N_2 / N_1. \quad (1.6)$$

Абсолютным показателем преломления среды называется величина N , равная отношению скорости с электромагнитных волн в вакууме к их фазовой скорости v в среде:

$$n = c / v. \quad (1.7)$$

Причем $n = \sqrt{\epsilon \mu}$. Учитывая (1.6), закон преломления (1.5) можно записать в виде

$$N_1 \sin i_1 = N_2 \sin i_2. \quad (1.8)$$

Из симметрии выражения (1.8) вытекает обратимость световых лучей. Если обратить луч III (см. рис. 1), заставив его падать на границу раздела под углом i_2 , то преломленный луч в первой среде будет распространяться под углом i_1 , т.е. пойдет в обратном направлении вдоль луча I.

Выведем закон преломления света, исходя из принципа Гюйгенса. Для вывода закона преломления предположим, что плоская волна (фронт волны – плоскость AB), распространяющаяся в вакууме вдоль направления I со скоростью света c , падает на границу раздела со средой, в которой скорость ее распространения равна v (рис. 8). Пусть время прохождения волной пути BC равно Δt . Тогда $BC = c\Delta t$. За это же время фронт волны, возбуждаемый точкой A в среде со скоростью v , достигнет точек полусферы, радиус которой $AD = v\Delta t$. Положение фронта преломленной волны в этот момент времени в соответствии с принципом Гюйгенса задается плоскостью DC , а направление ее распространения – лучом III. Из рис. 8 следует, что $AC = BC / \sin i_1 = AD / \sin i_2$, т.е. $c\Delta t / \sin i_1 = v\Delta t / \sin i_2$, откуда

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{c}{v} = n.$$

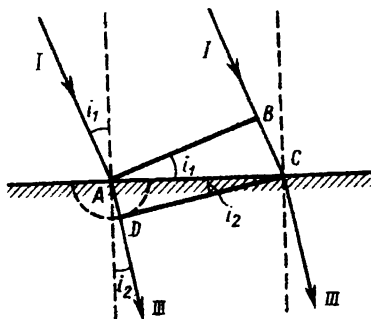


Рис. 8

В большинстве случаев приходится рассматривать переход света через границу воздух – твердое тело или воздух – жидкость, а не через границу вакуум – среда. Однако абсолютный показатель преломления N_2 твердого или жидкого вещества отличается от показателя преломления того же вещества относительно воздуха очень незначительно. Действительно, абсолютный показатель преломления воздуха (для желтого света при нормальных условиях) мало отличается от единицы ($N_1 \approx 1,000292$). Следовательно, $N_{21} = N_2$, $N_1 \approx N_2$.

Значения показателей преломления для некоторых веществ относительно воздуха приведены в табл. 1 (данные относятся к желтому свету).

Таблица 1

Относительные показатели преломления некоторых веществ

Вещество	Показатель преломления относительно воздуха
Вода (при 20 °С)	1,333
Кедровое масло (при 20 °С)	1,516
Сероуглерод (при 20 °С)	1,63
Каменная соль	1,544
Кварц	1,54
Рубин	1,76
Алмаз	2,417
Различные сорта стекла	от 1,47 до 2,04

1.3. Полное отражение

Если свет распространяется из среды с большим показателем преломления N_1 (оптически более плотной) в среду с меньшим показателем преломления N_2 (оптически менее плотную) ($N_1 > N_2$), например из стекла в воду, то согласно (1.8)

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = \frac{n_1}{n_2} > 1.$$

Отсюда следует, что преломленный луч удаляется от нормали и угол преломления i_2 больше, чем угол падения i_1 (рис. 9,а). С увеличением угла падения увеличивается угол преломления (рис. 9,б,в) до тех пор, пока при некотором угле падения ($i_1 = i_{\text{пр}}$) угол преломления не окажется равным $\pi/2$. Угол $i_{\text{пр}}$ называется предельным углом. При углах падения $i_1 > i_{\text{пр}}$ весь падающий свет полностью отражается (рис. 9,г).

По мере приближения угла падения к предельному интенсивность преломленного луча уменьшается, а отраженного – растет (рис. 9,а – в). Если $i_1 = i_{\text{пр}}$, то интенсивность преломленного луча обращается в нуль, а интенсивность отраженного равна интенсивности падающего (рис. 9,г). Таким образом, при углах падения в пределах от $i_{\text{пр}}$ до $\pi/2$ луч не преломляется, а полностью отражается в первую среду, причем интенсивности отраженного и падающего лучей одинаковы. Явление отражения света от оптически менее плотной среды, при котором преломление отсутствует, а интенсивность отраженного света практически равна интенсивности падающего, называется **полным внутренним отражением**.

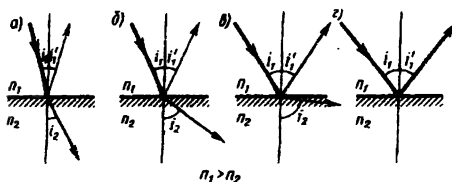


Рис. 9

Предельный угол $i_{\text{пр}}$ определим из формулы (1.8) при подстановке в нее $i_2 = \pi/2$. Тогда

$$\sin i_{\text{пр}} = N_2 / N_1 = N_{21}. \quad (1.9)$$

Уравнение (1.9) удовлетворяет значениям угла $i_{\text{пр}}$ при $n_2 \leq n_1$. Сле-

довательно, явление полного отражения имеет место только при падении света из среды оптически более плотной в среду оптически менее плотную.

Явление полного отражения используется в призмах полного отражения. Показатель преломления стекла $n \approx 1,5$, следовательно, предельный угол для границы стекло – воздух равен $i_{\text{пр}} = \arcsin(1/1,5) = 42^\circ$. Поэтому при падении света на границу стекло – воздух при $i > 42^\circ$ всегда будет иметь место полное отражение. Широкое применение имеют так называемые отражательные призмы. В этих призмах световой луч, войдя в призму, испытывает одно или несколько полных отражений и затем выходит из призмы. Призма на рис. 10,а поворачивает пучок света на 90° , что необходимо, например, в перископе. Другой случай хода лучей, изображенный на рис. 10,б, используется в призматических биноклях: направление пучка света изменяется на 180° . Призма, изображенная на рис. 10,в, не изменяет направление пучка, но переворачивает изображение (оборотная призма). Верхние лучи становятся нижними и наоборот. Отражательные призмы применяются также в рефрактометрах, позволяющих определять показатели преломления тел (по закону преломления, измеряя $i_{\text{пр}}$, находим относительный показатель преломления двух сред, а также абсолютный показатель преломления одной из сред, если показатель преломления другой среды известен).

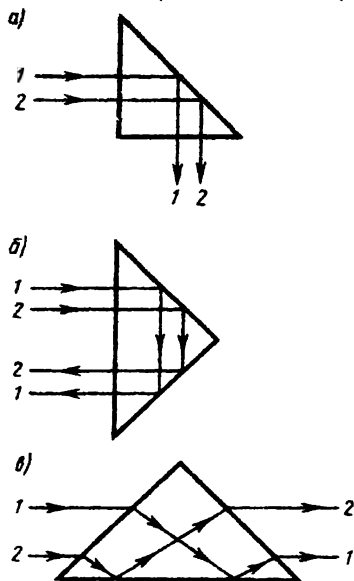


Рис. 10

Явление полного отражения используется также в световодах (све-

топородах), представляющих собой тонкие, произвольным образом изогнутые нити (волокна) из оптически прозрачного материала. В волоконных деталях применяют стеклянное волокно, световедущая жила (сердцевина) которого окружается стеклом – оболочкой из другого стекла с меньшим показателем преломления. Свет, падающий на торец световода под углами, большими предельного, претерпевает на поверхности раздела сердцевины и оболочки полное отражение и распространяется только по световедущей жиле.

Таким образом, с помощью световодов можно как угодно искривлять путь светового пучка. Диаметр световедущих жил лежит в пределах от нескольких микрометров до нескольких миллиметров. Для передачи изображений, как правило, применяются многожильные световоды. Вопросы передачи световых волн и изображений изучаются в специальном разделе оптики – волоконной оптике, возникшей в 50-е гг. XX в. Световоды используются в электронно-лучевых трубках, в электронно-счетных машинах, для кодирования информации, в медицине, для целей интегральной оптики и т.д.

1.4. Тонкие линзы.

Изображение предметов с помощью линз

Раздел оптики, в котором законы распространения света рассматриваются на основе представления о световых лучах, называется **геометрической оптикой**. Под **световыми лучами** понимают нормальные к волновым поверхностям линии, вдоль которых распространяется поток световой энергии. Геометрическая оптика, оставаясь приближенным методом построения изображений в оптических системах, позволяет разобрать основные явления, связанные с прохождением через них света, и поэтому является основой теории оптических приборов.

Линзы представляют собой прозрачные тела, ограниченные двумя поверхностями (одна из них обычно сферическая, иногда цилиндрическая, а вторая – сферическая или плоская), преломляющими световые лучи, способные формировать оптические изображения предметов. Материалом для линз служат стекло, кварц, кристаллы, пластмассы и т.п. По внешней форме (рис. 11) линзы делятся на: 1) двояковыпуклые; 2) плосковыпуклые; 3) двояковогнутые; 4) плосковогнутые; 5) выпукло-вогнутые; 6) вогнуто-выпуклые. По оптическим свойствам линзы делятся на собирающие и рассеивающие.

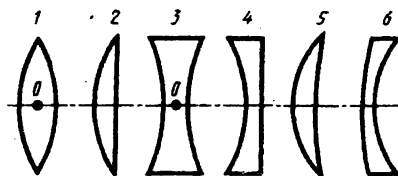


Рис. 11

Линза называется **тонкой**, если ее толщина (расстояние между ограничивающими поверхностями) значительно меньше по сравнению с радиусами поверхностей, ограничивающих линзу. Прямая, проходящая через центры кривизны поверхностей линзы, называется **главной оптической осью**. Для всякой линзы существует точка, называемая **оптическим центром линзы**, лежащая на главной оптической оси и обладающая тем свойством, что лучи проходят сквозь нее не преломляясь. Оптический центр O линзы для простоты будем считать совпадающим с геометрическим центром средней части линзы (это справедливо только для двояковыпуклой и двояковогнутой линз с одинаковыми радиусами кривизны обеих поверхностей; для плосковыпуклых и плосковогнутых линз оптический центр O лежит на пересечении главной оптической оси со сферической поверхностью).

Для вывода формулы тонкой линзы – соотношения, связывающего радиусы кривизны R_1 и R_2 поверхностей линзы с расстояниями a и b от линзы до предмета и его изображения, – воспользуемся **принципом Ферма** (П. Ферма – французский математик и физик (1601–1665)), или **принципом наименьшего времени**: действительный путь распространения света (траектория светового луча) есть путь, для прохождения которого свету требуется минимальное время по сравнению с любым другим мыслимым путем между теми же точками.

Рассмотрим два световых луча (рис. 12) – луч, соединяющий точки

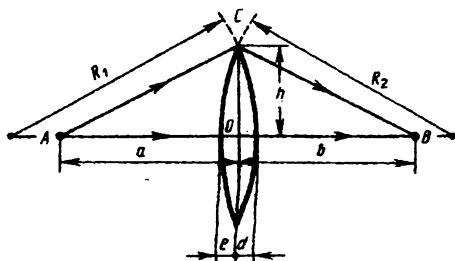


Рис. 12

A и B (луч AOB), и луч, проходящий через край линзы (луч ACB), – воспользовавшись условием равенства времени прохождения света вдоль AOB и ACB .

Время прохождения света вдоль AOB

$$t_1 = \frac{a + N(e + d) + b}{c},$$

где $N = N/N_1$ – относительный показатель преломления (N и N_1 – соответственно абсолютные показатели преломления линзы и окружающей среды). Время прохождения света вдоль ACB равно

$$t_2 = \frac{\sqrt{(a + e)^2 + h^2} + \sqrt{(b + d)^2 + h^2}}{c}.$$

Так как $t_1 = t_2$, то

$$a + N(e + d) + b = \sqrt{(a + e)^2 + h^2} + \sqrt{(b + d)^2 + h^2}. \quad (1.10)$$

Рассмотрим параксиальные (приосевые) лучи, т.е. лучи, образующие с оптической осью малые углы. Только при использовании параксиальных лучей получается стигматическое изображение, т.е. все лучи параксиального пучка, исходящего из точки A , пересекают оптическую ось в одной и той же точке B . Тогда $h \ll (a + e)$, $h \ll (b + d)$ и

$$\sqrt{(a + e)^2 + h^2} = (a + e) \sqrt{1 + \frac{h^2}{(a + e)^2}} = (a + e) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{a + e} \right)^2 \right] = a + e + \frac{h^2}{2(a + e)}.$$

Аналогично,

$$\sqrt{(b + d)^2 + h^2} = b + d + \frac{h^2}{2(b + d)}.$$

Подставив найденные выражения в (1.10), получим

$$(N - 1)(e + d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a + e} + \frac{1}{b + d} \right). \quad (1.11)$$

Для тонкой линзы $e \ll a$ и $d \ll b$, поэтому (1.11) можно представить в виде

$$(N - 1)(e + d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right).$$

Учитывая, что

$$e = R_2 - \sqrt{R_2^2 - h^2} = R_2 - R_2 \sqrt{1 - h^2 / R_2^2} = R_2 - R_2 \left[1 - \frac{1}{2} (h / R_2)^2 \right] = h^2 / (2R_2)$$

и соответственно $d = h^2 / (2R_1)$, получим

$$(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}. \quad (1.12)$$

Выражение (1.12) представляет собой формулу тонкой линзы. Радиус кривизны выпуклой поверхности линзы считается положительным, вогнутой – отрицательным.

Если $a = \infty$, т.е. лучи падают на линзу параллельным пучком (рис. 13, а), то

$$\frac{1}{b} = (N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

Соответствующее этому случаю расстояние $b = OF = f$ называется фокусным расстоянием линзы, определяемым по формуле

$$f = \frac{1}{(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)}.$$

Фокусное расстояние зависит от относительного показателя преломления и радиусов кривизны.

Если $b = \infty$, т.е. изображение находится в бесконечности и, следовательно, лучи выходят из линзы параллельным пучком (рис. 13, б), то $a = OF = f$. Таким образом, фокусные расстояния линзы, окруженной с обеих сторон одинаковой средой, равны. Точки F , лежащие по обе стороны линзы на расстоянии, равном фокусному, называются фокусами линзы. **Фокус** – это точка, в которой после преломления собираются все лучи, падающие на линзу параллельно главной оптической оси.

Величина

$$(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{f} = \Phi. \quad (1.13)$$

называется оптической силой линзы. Ее единица – диоптрия (дптр). Диоптрия – оптическая сила линзы с фокусным расстоянием 1 м: 1 дптр = 1/м.

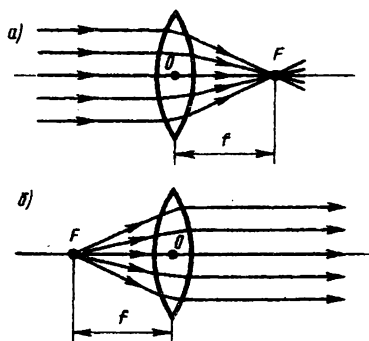


Рис. 13

Линзы с положительной оптической силой являются собирающими, с отрицательной – рассеивающими. Плоскости, проходящие через фокусы линзы перпендикулярно ее главной оптической оси, называются **фокальными плоскостями**. В отличие от собирающей рассеивающая линза имеет мнимые фокусы. В мнимом фокусе сходятся (после преломления) воображаемые продолжения лучей, падающих на рассеивающую линзу параллельно главной оптической оси (рис. 14).

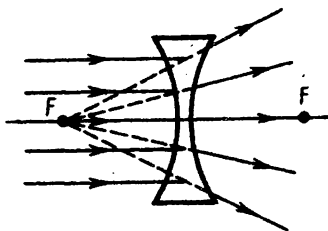


Рис. 14

Учитывая (1.13), формулу (1.12) можно записать в виде $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$.

Для рассеивающей линзы расстояния f и b надо считать отрицательными.

Построение изображения предмета в линзах осуществляется с помощью следующих лучей:

луча, проходящего через оптический центр линзы и не изменяющего своего направления;

луча, идущего параллельно главной оптической оси; после преломления в линзе этот луч (или его продолжение) проходит через второй фокус линзы;

луча (или его продолжения), проходящего через первый фокус линзы; после преломления в ней он выходит из линзы параллельно ее главной оптической оси.

Для примера приведены построения изображений в собирающей (рис. 15) и в рассеивающей (рис. 16) линзах: действительное (рис. 15,а) и мнимое (рис. 15,б) изображения – в собирающей линзе, мнимое – в рассеивающей.

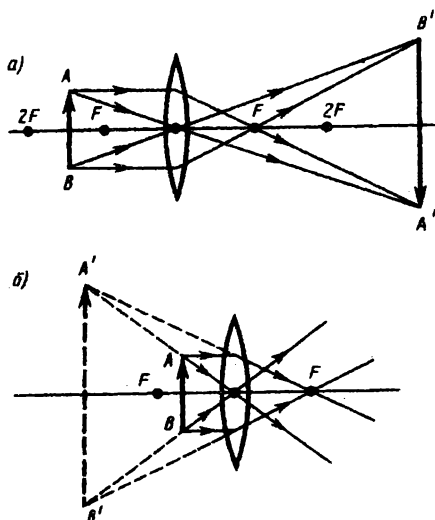


Рис. 15

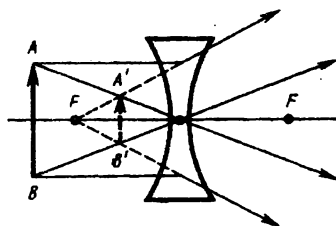


Рис. 16

Отношение линейных размеров изображения и предмета называется **линейным увеличением линзы**. Отрицательным значениям линейного увеличения соответствует действительное изображение (оно перевернутое), положительным – мнимое изображение (оно прямое).

Комбинации собирающих и рассеивающих линз или линз и зеркал, в которых последовательно получаются изображения предмета

называются **оптической системой**. Изображение, полученное в первой линзе, является предметом для второй линзы. Изображение, построенное второй линзой, в свою очередь, является предметом для третьей линзы и т.д. Оптические системы применяются в оптических приборах, используемых для решения различных научных и технических задач.

1.5. Аберрации (погрешности) оптических систем

Рассматривая прохождение света через тонкие линзы, мы ограничивались параксиальными лучами. Показатель преломления материала линзы считали не зависящим от длины волны падающего света, а падающий свет – монохроматическим. Так как в реальных оптических системах эти условия не выполняются, то в них возникают искажения изображения, называемые аберрациями (или погрешностями).

1.5.1. Сферическая аберрация

Если расходящийся пучок света падает на линзу, то параксиальные лучи после преломления пересекаются в точке S' (на расстоянии OS' от оптического центра линзы), а лучи, более удаленные от оптической оси, – в точке OS'' , ближе к линзе (рис. 17). В результате изображение светящейся точки на экране, перпендикулярном оптической оси, будет в виде расплывчатого пятна. Этот вид погрешности, связанный со сферичностью преломляющих поверхностей, называется сферической аберрацией. Количественной мерой сферической аберрации является отрезок $\delta = OS'' - OS'$. Применяя диафрагмы (ограничиваясь параксиальными лучами), можно сферическую аберрацию уменьшить, однако при этом уменьшается светосила линзы. Сферическую аберрацию можно практически устранить, составляя системы из собирающих ($\delta < 0$) и рассеивающих ($\delta > 0$) линз. Сферическая аберрация является частным случаем астигматизма.

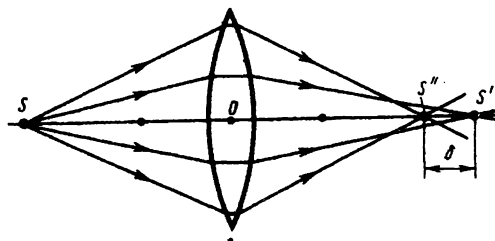


Рис. 17

1.5.2. Кома

Если через оптическую систему проходит широкий пучок от светящейся точки, расположенной не на оптической оси, то получаемое изображение этой точки будет в виде освещенного пятнышка, напоминающего кометный хвост. Такая погрешность называется комой. Устранение комы проводится теми же приемами, что и у сферической аберрации.

1.5.3. Дисторсия

Погрешность, при которой при больших углах падения лучей на линзу линейное увеличение для точек предмета, находящихся на разных расстояниях от главной оптической оси, несколько различается, называется дисторсией. В результате нарушается геометрическое подобие между предметом (прямоугольная сетка, рис. 18,а) и его изображением (рис. 18,б – подушкообразная дисторсия, рис. 18,в – бочкообразная дисторсия). Дисторсия особенно опасна в тех случаях, когда оптические системы применяются для съемок, например при аэрофотосъемке, в микроскопии и т.д. Дисторсию исправляют соответствующим подбором составляющих частей оптической системы.

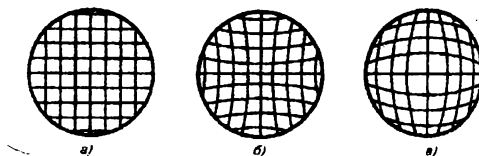


Рис. 18

1.5.4. Хроматическая aberrация

До сих пор мы предполагали, что коэффициенты преломления оптической системы постоянны. Однако это утверждение справедливо лишь для освещения оптической системы монохроматическим светом ($\lambda = \text{const}$). При сложном составе света необходимо учитывать зависимость коэффициента преломления вещества линзы (и окружающей среды, если это не воздух) от длины волны (явление дисперсии). При падении на оптическую систему белого света отдельные составляющие его монохроматические лучи фокусируются в разных точках (наибольшее фокусное расстояние имеют красные лучи, наименьшее – фиолетовые), поэтому изображение размыто и по краям окрашено. Это явление называется хроматической aberrацией. Так как разные сорта стекол обладают различной дисперсией, то, комбинируя собирающие и рассеивающие линзы из различных стекол, можно совместить фокусы двух (ахроматы) и трех (апохроматы) различных цветов, устранив тем самым хроматическую aberrацию. Системы, исправленные на сферическую и хроматическую aberrации, называются апланатами.

1.5.5. Астигматизм

Погрешность, обусловленная неодинаковостью кривизны оптической поверхности в разных плоскостях сечения падающего на нее светового пучка, называется астигматизмом. Так, изображение точки, удаленной от главной оптической оси, наблюдается на экране в виде расплывчатого пятна эллиптической формы. Это пятно в зависимости от расстояния экрана до оптического центра линзы вырождается либо в вертикальную, либо в горизонтальную прямую. Астигматизм исправляется подбором радиусов кривизны преломляющих поверхностей и их фокусных расстояний. Системы, исправленные на сферическую и хроматическую aberrации и астигматизм, называются анастигматами.

Устранение aberrаций возможно лишь подбором специально рассчитанных сложных оптических систем. Одновременное исправление всех погрешностей – задача крайне сложная, а иногда даже неразрешимая. Поэтому обычно устраняются полностью лишь те погрешности, которые в том или ином случае особенно вредны.

1.6. Основные фотометрические величины и их единицы

Фотометрия – раздел оптики, занимающийся вопросами измерения интенсивности света и его источников. В фотометрии используются следующие величины:

1) энергетические – характеризуют энергетические параметры оптического излучения безотносительно к его действию на приемники излучения;

2) световые – характеризуют физиологические действия света и оцениваются по воздействию на глаз (исходят из так называемой средней чувствительности глаза) или другие приемники излучения.

1.6.1. Энергетические величины

Поток излучения Φ_e – величина, равная отношению энергии W излучения ко времени t , за которое излучение произошло: $\Phi_e = W / t$. Единица потока излучения – ватт (Вт).

Энергетическая светимость (излучательность) R_e – величина, равная отношению потока излучения Φ_e , испускаемого поверхностью, к площади сечения S , сквозь которое этот поток проходит: $R_e = \Phi_e / S$, т.е. представляет собой поверхностную плотность потока излучения. Единица энергетической светимости – ватт на метр в квадрате (Вт/м²).

Энергетическая сила света (сила излучения) I_e определяется с помощью понятия о точечном источнике света – источнике, размерами которого по сравнению с расстоянием до места наблюдения можно пренебречь. Энергетическая сила света I_e – величина, равная отношению потока излучения Φ_e источника к телесному углу ω , в пределах которого это излучение распространяется: $I_e = \Phi_e / \omega$. Единица энергетической силы света – ватт на стерадиан (Вт/ср).

Энергетическая яркость (лучистость) B_e – величина, равная отношению энергетической силы света ΔI_e элемента излучающей поверхности к площади ΔS проекции этого элемента на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения: $B_e = \Delta I_e / \Delta S$. Единица энергетической яркости – ватт на стерадиан-метр в квадрате (Вт/(ср·м²)).

Энергетическая освещенность (облученность) E_e характеризует величину потока излучения, падающего на единицу освещаемой поверхности. Единица энергетической освещенности совпадает с единицей энергетической светимости (Вт/м²).

1.6.2. Световые величины

При оптических измерениях используются различные приемники излучения (например, глаз, фотоэлементы, фотоумножители), которые не обладают одинаковой чувствительностью к энергии различных длин волн, являясь, таким образом, селективными (избирательными). Каждый приемник излучения характеризуется своей кривой чувствительности к свету различных длин волн. Поэтому световые измерения, являясь субъективными, отличаются от объективных, энергетических и для них вводятся световые единицы, используемые только для видимого света.

Основной световой единицей в СИ является единица силы света – кандела (кд). Кандела – сила света в заданном направлении источника, испускающего монохроматическое излучение с частотой $540 \cdot 10^{12}$ Гц, энергетическая сила света которого в этом направлении составляет $1/683$ Вт/ср. Определение световых единиц аналогично энергетическим.

Световой поток Φ определяется как мощность оптического излучения по вызываемому им световому ощущению (по его действию на селективный приемник света с заданной спектральной чувствительностью).

Единица светового потока – люмен (лм): 1 лм – световой поток, испускаемый точечным источником силой света в 1 кд внутри телесного угла в 1 ср (при равномерности поля излучения внутри телесного угла) ($1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot \text{ср}$).

Светимость R определяется соотношением $R = \Phi / S$. Единица светимости – люмен на метр в квадрате ($\text{лм}/\text{м}^2$).

Яркость светящейся поверхности в некотором направлении φ есть величина, равная отношению силы света I в этом направлении к площади S проекции светящейся поверхности на плоскость, перпендикулярную данному направлению: $B_{\varphi} = I / (S \cos \varphi)$. Единица яркости – кандела на метр в квадрате ($\text{кд}/\text{м}^2$). В табл. 2 приведены значения яркости часто встречающихся светящихся поверхностей. Источники света с яркостью более $1,6 \cdot 10^5 \text{ кд}/\text{м}^2$ вызывают в глазах болезненные ощущения.

Освещенность E – величина, равная отношению светового потока Φ , падающего на поверхность, к площади S этой поверхности: $E = \Phi / S$.

Единица освещенности – люкс (лк): 1 лк – освещенность поверхности, на 1 м^2 которой падает световой поток в 1 лм ($1 \text{ лк} = 1 \text{ лм}/\text{м}^2$).

Значения яркости некоторых источников света

Источник света	Яркость, кд/м ²
Ночное безлунное небо	$1 \cdot 10^{-4}$
Полная Луна	$1 \cdot 10^3$
Пламя стеариновой свечи	$2,5 \cdot 10^3$
Ясное дневное небо	$1,5 \cdot 10^4$
Спираль лампы накаливания	$5 \cdot 10^6$
Кратер угольной дуги	$1,5 \cdot 10^8$
Солнце	$1,5 \cdot 10^9$

1.7. Элементы электронной оптики

Область физики и техники, в которой изучаются вопросы формирования, фокусировки и отклонения пучков заряженных частиц и получения с их помощью изображения под действием электрических и магнитных полей в вакууме, называется **электронной оптикой**. Комбинируя различные электронно-оптические элементы – электронные линзы, зеркала, призмы, – создают электронно-оптические приборы, например электронно-лучевую трубку, электронный микроскоп, электронно-оптический преобразователь.

1.7.1. Электронные линзы

Электронные линзы представляют собой устройства, с помощью электрических и магнитных полей которых формируются и фокусируются пучки заряженных частиц. Существуют электростатические и магнитные линзы. В качестве электростатической линзы может быть использовано электрическое поле с вогнутыми и выпуклыми эквипотенциальными поверхностями, например в системах металлических электродов и диафрагм, обладающих осевой симметрией. На рис. 19 изображена простейшая собирающая электростатическая линза, где *A* – точка предмета, *B* – ее изображение, пунктиром изображены линии напряженности поля.

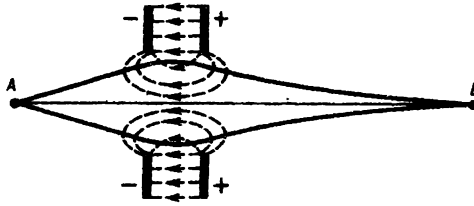


Рис. 19

Магнитная линза обычно представляет собой соленоид с сильным магнитным полем, коаксиальную пучку электронов. Чтобы магнитное поле сконцентрировать на оси симметрии, соленоид помещают в железный кожух с узким внутренним кольцевым разрезом.

Если расходящийся пучок заряженных частиц попадает в однородное магнитное поле, направленное вдоль оси пучка, то скорость каждой частицы можно разложить на два компонента: поперечный и продольный. Первый из них определяет равномерное движение по окружности в плоскости, перпендикулярной направлению поля, второй – равномерное прямолинейное движение вдоль поля. Результирующее движение частицы будет происходить по спирали, ось которой совпадает с направлением поля. Для электронов, испускаемых под различными углами, нормальные составляющие скоростей будут различны, т.е. будут различны и радиусы описываемых ими спиралей. Однако отношение нормальных составляющих скорости к радиусам спиралей за период вращения будет для всех электронов одинаково; следовательно, через один оборот все электроны сфокусируются в одной и той же точке на оси магнитной линзы.

“Преломление” электростатических и магнитных линз зависит от их фокусных расстояний, которые определяются устройством линзы, скоростью электронов, разностью потенциалов, приложенной к электродам (электростатическая линза), и индукцией магнитного поля (магнитная линза). Изменяя разность потенциалов или регулируя ток в катушке, можно изменить фокусное расстояние линз. Стигматическое изображение предметов в электронных линзах получается только для параксиальных электронных пучков. Как и в оптических системах, в электронно-оптических элементах также имеют место погрешности: сферическая абберрация, кома, дисторсия, астигматизм. При разбросе скоростей электронов в пучке наблюдается также и хроматическая абберрация. Абберрации ухудшают разрешающую способность и качество изображения, и поэтому в каждом конкретном случае необходимо их устранять.

1.7.2. Электронный микроскоп

Электронный микроскоп – устройство, предназначенное для получения изображения микрообъектов; в нем, в отличие от оптического микроскопа, вместо световых лучей используются ускоренные до больших энергий (30–100 кэВ и более) в условиях глубокого вакуума (примерно 0,1 мПа) электронные пучки, а вместо обычных линз – электронные линзы. В электронных микроскопах предметы рассматриваются либо в проходящем, либо в отраженном потоке электронов, поэтому различают просвечивающие и отражательные электронные микроскопы.

На рис. 20 приведена принципиальная схема просвечивающего электронного микроскопа. Электронный пучок, формируемый электронной пушкой 1, попадает в область действия конденсорной линзы 2, которая фокусирует на объекте 3 электронный пучок необходимого сечения и интенсивности. Пройдя объект и испытав в нем отклонения, электроны проходят вторую магнитную линзу – объектив 4 – и собираются ею в промежуточное изображение 5. Затем с помощью проекционной линзы 6 на флуоресцирующем экране достигается окончательное изображение 7.

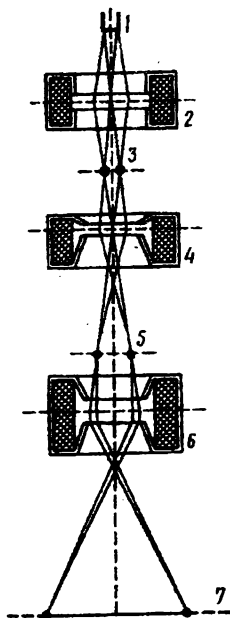


Рис. 20

Разрешающая способность электронного микроскопа ограничивается, с одной стороны, волновыми свойствами (дифракцией) электронов, с другой – aberrациями электронных линз. Согласно теории разрешающая способность микроскопа пропорциональна длине волны, а так как длина волны применяемых электронных пучков (примерно 1 пм) в тысячи раз меньше длины волны световых лучей, то разрешение электронных микроскопов соответственно больше и составляет 0,01 – 0,0001 мкм (для оптических микроскопов приблизительно равно 0,2 – 0,3 мкм). С помощью электронных микроскопов можно добиться значительно больших увеличений (до 10^6 раз), что позволяет наблюдать детали структур размерами 0,1 нм.

1.7.3. Электронно-оптический преобразователь

Электронно-оптический преобразователь – это устройство, предназначенное для усиления яркости светового изображения и преобразования невидимого глазом изображения объекта (например, в инфракрасных или ультрафиолетовых лучах) в видимое. Схема простейшего электронно-оптического преобразователя приведена на рис. 21. Изображение предмета A с помощью оптической линзы 1 проецируется на фотокатод 2. Излучение от объекта вызывает с поверхности фотокатода фотоэлектронную эмиссию, пропорциональную распределению яркости спроецированного на него изображения. Фотоэлектроны, ускоренные электрическим полем (3 – ускоряющий электрод), фокусируются с помощью электронной линзы 4 на флуоресцирующий экран 5, где электронное изображение преобразуется в световое (получается окончательное изображение A'). Электронная часть преобразователя находится в высоковакуумном сосуде 6.

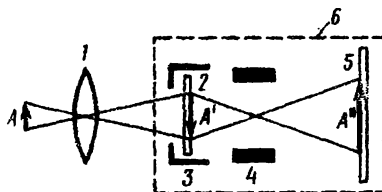


Рис. 21

Всякое увеличение изображения связано с уменьшением его освещенности. Достоинство электронно-оптических преобразователей заключается в том, что в них можно получить увеличенное изображение A' даже большей освещенности, чем сам предмет A , так как освещенность

щенность определяется энергией электронов, создающих изображение на флуоресцирующем экране. Разрешающая способность каскадных (нескольких последовательно соединенных) электронно-оптических преобразователей составляет 25–60 штрихов на 1 мм. Коэффициент преобразования – отношение излучаемого экраном светового потока к потоку, падающему от объекта на фотокатод, – у каскадных электронно-оптических преобразователей достигает $\approx 10^6$. Недостаток этих приборов – малая разрешающая способность и довольно высокий темновой фон, что влияет на качество изображения.

2. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

2.1. Когерентность и монохроматичность световых волн

Когерентность – согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов; необходимое условие интерференции волн. Этому условию удовлетворяют **монохроматические волны** – неограниченные в пространстве волны одной определенной и строго постоянной частоты. Так как ни один реальный источник не дает строго монохроматического света, то волны, излучаемые любыми независимыми источниками света, всегда некогерентны. Поэтому на опыте не наблюдается интерференция света от независимых источников, например от двух электрических лампочек.

Понять физическую причину немонохроматичности, а следовательно, и некогерентности волн, испускаемых двумя независимыми источниками света, можно исходя из самого механизма испускания света атомами. В двух самостоятельных источниках света атомы излучают независимо друг от друга. В каждом из таких атомов процесс излучения конечен и длится очень короткое время ($\tau \approx 10^{-8}$ с). За это время возбужденный атом возвращается в нормальное состояние и излучение им света прекращается. Возбуждись вновь, атом снова начинает испускать световые волны, но уже с новой начальной фазой. Так как разность фаз между излучением двух таких независимых атомов изменяется при каждом новом акте испускания, то волны, спонтанно излучаемые атомами любого источника света, некогерентны. Таким образом, волны, испускаемые атомами, лишь в течение интервала времени $\approx 10^{-8}$ с имеют приблизительно постоянные амплитуду и фазу колебаний, тогда как за больший промежуток времени и амплитуда, и фаза изменяются. Прерывистое излучение света атомами в виде отдельных коротких импульсов называется **волновым цугом**.

Описанная модель испускания света справедлива и для любого макроскопического источника, так как атомы светящегося тела излучают свет также независимо друг от друга. Это означает, что начальные фазы соответствующих им волновых цугов не связаны между собой. Помимо этого, даже для одного и того же атома начальные фазы разных цугов отличаются для двух последующих актов излучения. Следовательно, свет, испускаемый макроскопическим источником, некогерентен.

Любой немонохроматический свет можно представить в виде совокупности сменяющих друг друга независимых гармонических цугов. Средняя продолжительность одного цуга называется временем когерентности $\tau_{\text{ког}}$. Когерентность существует только в пределах одного цуга, и время когерентности не может превышать время излучения, т.е. $\tau_{\text{ког}} < \tau$. Прибор обнаружит четкую интерференционную картину лишь тогда, когда время разрешения прибора значительно меньше времени когерентности накладываемых световых волн.

Если волна распространяется в однородной среде, то фаза колебаний в определенной точке пространства сохраняется только в течение времени когерентности $\tau_{\text{ког}}$. За это время волна распространяется в вакууме на расстояние $l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}$, называемое длиной когерентности (или длиной цуга). Таким образом, **длина когерентности** есть расстояние, при прохождении которого две или несколько волн утрачивают когерентность. Отсюда следует, что наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода, меньших длины когерентности для используемого источника света.

Чем ближе волна к монохроматической, тем меньше ширина $\Delta\omega$ спектра ее частот и, как можно показать, больше ее время когерентности $\tau_{\text{ког}}$, а следовательно, и длина когерентности $l_{\text{ког}}$. Когерентность колебаний, которые совершаются в одной и той же точке пространства, определяемая степенью монохроматичности волн, называется временной когерентностью.

Наряду с временной когерентностью для описания когерентных свойств волн в плоскости, перпендикулярной направлению их распространения, вводится понятие пространственной когерентности. Два источника, размеры и взаимное расположение которых позволяют (при необходимой степени монохроматичности света) наблюдать интерференцию, называются пространственно-когерентными. **Радиусом ко-**

герентности (или длиной пространственной когерентности) называется максимальное поперечное направлению распространения волны расстояние, на котором возможно проявление интерференции. Таким образом, пространственная когерентность определяется радиусом когерентности.

Радиус когерентности

$$r_{\text{ког}} \sim \lambda/\varphi,$$

где λ – длина волны света; φ – угловой размер источника. Так, минимально возможный радиус когерентности для солнечных лучей (при угловом размере Солнца на Земле $\varphi \approx 10^{-2}$ рад и $\lambda \approx 0,5$ мкм) составляет $\approx 0,05$ мм. При таком малом радиусе когерентности невозможно непосредственно наблюдать интерференцию солнечных лучей, поскольку разрешающая способность человеческого глаза на расстоянии наилучшего зрения составляет лишь 0,1 мм. Отметим, что первое наблюдение интерференции провел в 1802 г. Т. Юнг именно с солнечным светом, для чего он предварительно пропускал солнечные лучи через очень малое отверстие в непрозрачном экране (при этом на несколько порядков уменьшался угловой размер источника света и тем самым резко увеличивался радиус когерентности, или длина пространственной когерентности).

2.2. Интерференция света

Предположим, что две монохроматические световые волны, накладываясь друг на друга, возбуждают в определенной точке пространства колебания одинакового направления: $x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$ и

$x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$. Под x понимают напряженность электрического E

или магнитного H полей волны; векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях. Напряженности электрического и магнитного полей подчиняются принципу суперпозиции. Амплитуда результирующего колебания в данной точке $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$.

Так как волны когерентны, то $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение, поэтому интенсивность результирующей волны ($I \sim A^2$) имеет вид

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (2.1)$$

В точках пространства, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$, интенсивность $I > I_1 + I_2$, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, интенсивность $I < I_1 + I_2$. Следовательно, при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Это явление называется интерференцией света.

Для некогерентных волн разность $(\varphi_2 - \varphi_1)$ непрерывно изменяется, поэтому среднее во времени значение $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ равно нулю, и интенсивность результирующей волны всюду одинакова и при $I_1 = I_2$ равна $2I_1$ (для когерентных волн при данном условии в максимумах $I = 4I_1$, в минимумах $I = 0$).

Как можно создать условия, необходимые для возникновения интерференции световых волн? Для получения когерентных световых волн применяют метод разделения волны, излучаемой одним источником, на две части, которые после прохождения разных оптических путей накладываются друг на друга, и наблюдается интерференционная картина.

Пусть разделение на две когерентные волны происходит в определенной точке O . До точки M , в которой наблюдается интерференционная картина, одна волна в среде с показателем преломления N_1 прошла путь s_1 , вторая – в среде с показателем преломления N_2 – путь s_2 . Если в точке O фаза колебаний равна ωt , то в точке M первая волна возбudit колебание $A_2 \cos \omega(t + s_2 / v_2)$, вторая волна – колебание $A_1 \cos \omega(t + s_1 / v_1)$, где $v_1 = c / n_1$, $v_2 = c / n_2$ – соответственно фазовая скорость первой и второй волн. Разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами в точке M , равна

$$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta.$$

Здесь учтено, что $\omega / c = 2\pi \nu / c = 2\pi / \lambda_0$, где λ_0 – длина волны в вакууме. Произведение геометрической длины пути световой волны в данной среде s на показатель преломления этой среды N называется

оптической длиной пути L , а $\Delta = L_2 - L_1$ – разность оптических длин проходимых волнами путей – называется оптической разностью хода.

Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн в вакууме

$$\Delta = \pm m\lambda_0, (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (2.2)$$

то $\delta = \pm 2m\pi$, и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе. Следовательно, (2.2) является условием интерференционного максимума.

Если оптическая разность хода

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (2.3)$$

то $\delta = \sqrt{\pm(2m+1)}$, и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в противофазе. Следовательно, (2.3) является условием интерференционного минимума.

2.3. Методы наблюдения интерференции света

Для осуществления интерференции света необходимо получить когерентные световые пучки, для чего применяются различные приемы. До появления лазеров во всех приборах для наблюдения интерференции света когерентные пучки получали разделением и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного и того же источника. Практически это можно осуществить с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих тел. Рассмотрим некоторые из этих методов.

2.3.1. Метод Юнга

Источником света служит ярко освещенная щель S (рис. 22), от которой световая волна падает на две узкие равноудаленные щели S_1 и S_2 , параллельные щели S . Таким образом, щели S_1 и S_2 играют роль когерентных источников. Интерференционная картина (область BC) наблюдается на экране ($\mathcal{E}$), расположенном на некотором расстоянии параллельно S_1 и S_2 .

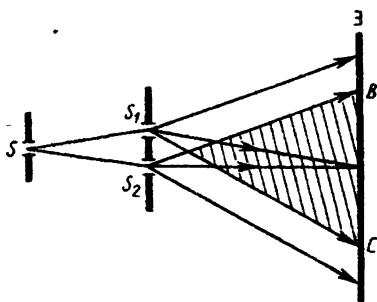


Рис. 22

2.3.2. Зеркала Френеля

Свет от источника S (рис. 23) падает расходящимся пучком на два плоских зеркала A_1O и A_2O , расположенных относительно друг друга под углом, лишь немного отличающимся от 180° (угол φ мал). Используя правила построения изображения в плоских зеркалах, можно показать, что и источник, и его изображения S_1 и S_2 (угловое расстояние между которыми равно 2φ) лежат на одной и той же окружности радиуса r с центром в точке O (точка соприкосновения зеркал).

Световые пучки, отразившиеся от обоих зеркал, можно считать выходящими из мнимых источников, являющихся мнимыми изображениями S в зеркалах. Мнимые источники S_1 и S_2 и взаимно когерентны, и исходящие из них световые пучки, встречаясь друг с другом, интерферируют в области взаимного перекрывания (на рис. 23 она заштрихована). Можно показать, что максимальный угол расхождения перекрывающихся пучков не может быть больше 2φ). Интерференционная картина наблюдается на экране (Э), защищенном от прямого попадания света заслонкой (З).

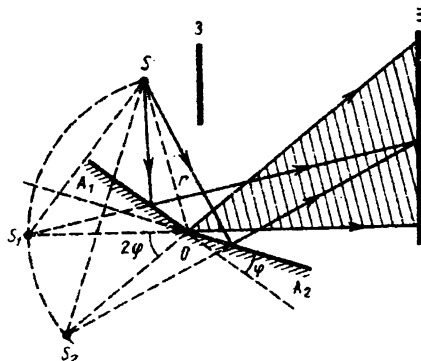


Рис. 23

2.3.3. Бипризма Френеля

Она состоит из двух одинаковых, сложенных основаниями призм с малыми преломляющими углами. Свет от источника S (рис. 24) преломляется в обеих призмах, в результате чего за бипризмой распространяются световые лучи, как бы исходящие из мнимых источников S_1 и S_2 , являющихся когерентными. Таким образом, на поверхности экрана (в заштрихованной области) происходит наложение когерентных пучков и наблюдается интерференция.

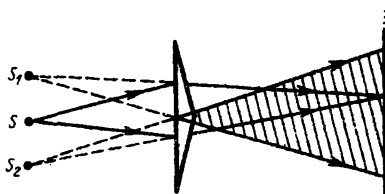


Рис. 24

Расчет интерференционной картины от двух источников. Расчет интерференционной картины для рассмотренных выше методов наблюдения интерференции света можно провести, используя две узкие параллельные щели, расположенные достаточно близко друг к другу (рис. 25). Щели S_1 и S_2 находятся на расстоянии d друг от друга и являются когерентными (реальными или мнимыми изображениями источника S в

какой-то оптической системе) источниками света. Интерференция наблюдается в произвольной точке А экрана, параллельного обеим щелям и расположенного от них на расстоянии l , причем $l \gg d$. Начало отсчета выбрано в точке О, симметричной относительно щелей.

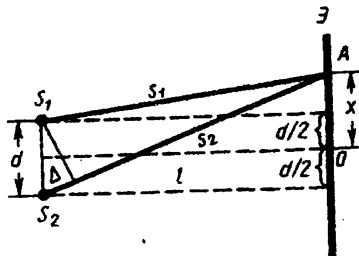


Рис. 25

Интенсивность в любой точке А экрана, лежащей на расстоянии x от О, определяется оптической разностью хода $\Delta = s_2 - s_1$. Из рис. 25 имеем $s_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2$; $s_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2$, откуда $s_2^2 - s_1^2 = 2xd$, или $\Delta = s_2 - s_1 = 2xd / (s_1 + s_2)$. Из условия $l \gg d$ следует, что $s_1 + s_2 \approx 2l$, поэтому

$$\Delta = xd / l. \quad (2.4)$$

Подставив найденное значение Δ (2.4) в условия (2.2) и (2.3), получим, что максимумы интенсивности будут наблюдаться в случае, если

$$x_{\max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0, \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (2.5)$$

а минимумы – в случае, если

$$x_{\min} = \pm (m + \frac{1}{2}) \frac{l}{d} \lambda_0, \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (2.6)$$

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами), называемое шириной интерференционной полосы, равно

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda_0. \quad (2.7)$$

Δx не зависит от порядка интерференции (величины m) и являет-

ся постоянной для данных l , d и λ_0 . Согласно формуле (2.7) Δx обратно пропорционально d . Следовательно, при большом расстоянии между источниками, например при $d \approx l$, отдельные полосы становятся неразличимыми. Для видимого света $\lambda_0 \approx 10^{-7}$ м, поэтому четкая, доступная для визуального наблюдения интерференционная картина имеет место при $l \gg d$ (это условие и принималось при расчете). По измеренным значениям l , d и Δx , используя (2.7), можно экспериментально определить длину волны света. Таким образом, из выражений (2.5) и (2.6) следует, что интерференционная картина, создаваемая на экране двумя когерентными источниками света, представляет собой чередование светлых и темных полос, параллельных друг другу. Главный максимум, соответствующий $m = 0$, проходит через точку O . Вверх и вниз от него на равных расстояниях друг от друга располагаются максимумы (минимумы) первого ($m = 1$), второго ($m = 2$) порядков и т. д.

Описанная картина, однако, справедлива лишь при освещении монохроматическим светом ($\lambda_0 = \text{const}$). Если использовать белый свет, представляющий собой непрерывный набор длин волн от 0,39 мкм (фиолетовая граница спектра) до 0,75 мкм (красная граница спектра), то интерференционные максимумы для каждой длины волны будут, согласно формуле (2.7), смещены друг относительно друга и иметь вид радужных полос. Только для $m = 0$ максимумы всех длин волн совпадают, и в середине экрана будет наблюдаться белая полоса, по обе стороны которой симметрично расположатся спектрально окрашенные полосы максимумов первого, второго порядков и т. д. (ближе к белой полосе будут находиться зоны фиолетового цвета, дальше – зоны красного цвета).

2.4. Интерференция света в тонких пленках

В природе часто можно наблюдать радужное окрашивание тонких пленок (масляные пленки на воде, мыльные пузыри, оксидные пленки на металлах), возникающее в результате интерференции света, отраженного двумя поверхностями пленки.

Пусть на плоскопараллельную прозрачную пленку с показателем преломления N и толщиной d под углом i (рис. 26) падает плоская монохроматическая волна (для простоты рассмотрим один луч). На поверхности пленки в точке O луч разделится на два: частично отразится от верхней поверхности пленки, а частично преломится. Преломленный

луч, дойдя до точки C , частично преломится в воздух ($n_0 = 1$), а частично отразится и пойдет к точке B . Здесь он опять частично отразится (этот ход луча в дальнейшем из-за малой интенсивности не рассматриваем) и преломится, выходя в воздух под углом i . Вышедшие из пленки лучи 1 и 2 когерентны, если оптическая разность их хода мала по сравнению с длиной когерентности падающей волны. Если на их пути поставить собирающую линзу, то они сойдутся в одной из точек P фокальной плоскости линзы. В результате возникает интерференционная картина, которая определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами.

Оптическая разность хода, возникающая между двумя интерфери-

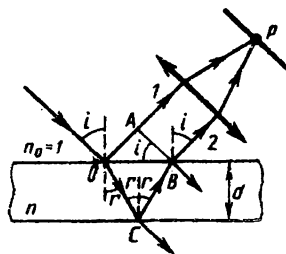


Рис. 26

рующими лучами от точки O до плоскости AB , равна

$$\Delta = n(OC + CB) - (OA \pm \lambda_0 / 2),$$

где показатель преломления окружающей пленку среды принят равным 1, а член $\pm \lambda_0 / 2$ обусловлен потерей полуволны при отражении света от границы раздела. Если $n > n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке O и вышеупомянутый член будет иметь знак минус; если же $n < n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке C и $\lambda_0 / 2$ будет иметь знак плюс. Согласно рис. 26 $OC = CD = d / \cos r$, $OA = OB \sin i = 2d \operatorname{tg} r \sin i$. Учитывая для данного случая закон преломления $\sin N i = N \sin N r$, получим

$$\Delta = 2dn \cos r = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}.$$

С учетом потери полуволны для оптической разности хода получим

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0 / 2. \quad (2.8)$$

Для случая, изображенного на рис. 26 ($n > n_0$),

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0 / 2.$$

В точке P будет интерференционный максимум, если (см. (2.2))

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0 / 2 = m\lambda_0, (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (2.9)$$

и минимум, если (см. (2.3))

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0 / 2 = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (2.10)$$

Интерференция, как известно, наблюдается, только если удвоенная толщина пластинки меньше длины когерентности падающей волны.

2.4.1. Полосы равного наклона (интерференция от плоскопараллельной пластинки)

Из выражений (2.9) и (2.10) следует, что интерференционная картина в плоскопараллельных пластинках (пленках) определяется величинами λ_0, d, n, i . Для данных λ_0, d, n , каждому наклону i лучей соответствует своя интерференционная полоса. Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами, называются полосами равного наклона.

Лучи $1'$ и $1''$, отразившиеся от верхней и нижней граней пластинки (рис. 27), параллельны друг другу, так как пластинка плоскопараллельна. Следовательно, интерферирующие лучи $1'$ и $1''$ "пересекаются" только в бесконечности, поэтому говорят, что полосы равного наклона локализованы в бесконечности. Для их наблюдения используют собирающую линзу и экран (Э), расположенный в фокальной плоскости линзы. Параллельные лучи $1'$ и $1''$ соберутся в фокусе F линзы (на рис. 27 ее оптическая ось параллельна лучам $1'$ и $1''$), в эту же точку придут и другие лучи (на рис. 27 – луч 2), параллельные лучу 1, в результате чего увеличивается общая интенсивность. Лучи 3, наклоненные под другим углом, соберутся в другой точке P фокальной плоскости линзы. Легко показать, что если оптическая ось линзы перпендикулярна поверхности пластинки, то полосы равного наклона будут иметь вид концентрических колец с центром в фокусе линзы.

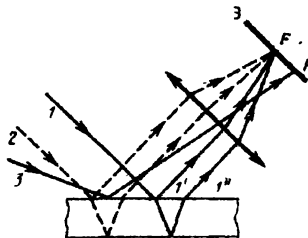


Рис. 27

2.4.2. Полосы равной толщины (интерференция от пластинки переменной толщины)

Пусть на клин (угол α между боковыми гранями мал) падает плоская волна, направление распространения которой совпадает с параллельными лучами 1 и 2 (рис. 28). Из всех лучей, на которые разделяется падающий луч 1, рассмотрим лучи 1' и 1'', отразившиеся от верхней и нижней поверхностей клина. При определенном взаимном положении клина и линзы лучи 1' и 1'' пересекутся в некоторой точке А, являющейся изображением точки В. Так как лучи когерентны, они будут интерферировать. Если источник расположен довольно далеко от поверхности клина и угол α ничтожно мал, то оптическая разность хода между интерферирующими лучами 1' и 1'' может быть с достаточной степенью точности вычислена по формуле (2.8), где d – толщина клина в месте падения на него луча. Лучи 2' и 2'', образовавшиеся при делении луча 2, падающего в другую точку клина, собираются линзой в точке А. Оптическая разность хода уже определяется толщиной d . Таким образом, на экране возникает система интерференционных полос. Каждая из полос возникает при отражении от мест пластинки, имеющих одинаковую толщину (в общем случае толщина пластинки может изменяться произвольно). Интерференционные полосы, возникающие в результате интерференции от мест одинаковой толщины, называются полосами равной толщины.

Так как верхняя и нижняя грани клина не параллельны между собой, то лучи 1' и 1'' (2' и 2'') пересекаются вблизи пластинки, в изображенном на рис. 28 случае – над ней (при другой конфигурации клина они могут пересекаться и под пластинкой). Таким образом, полосы равной толщины локализованы вблизи поверхности клина. Если свет падает на пластинку нормально, то полосы равной толщины локализуются на верхней поверхности клина.

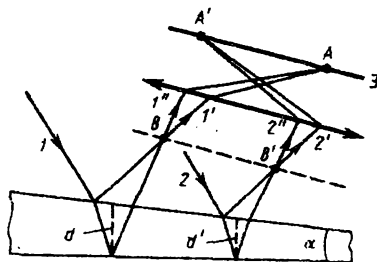


Рис. 28

2.4.3. Кольца Ньютона

Кольца Ньютона, являющиеся классическим примером полос равной толщины, наблюдаются при отражении света от воздушного зазора, образованного плоскопараллельной пластинкой в соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны (рис. 29). Параллельный пучок света падает нормально на плоскую поверхность линзы частично отражается от верхней и нижней поверхностях воздушного зазора между линзой и пластинкой. При наложении отраженных лучей возникают полосы равной толщины, при нормальном падении света имеющие вид концентрических окружностей.

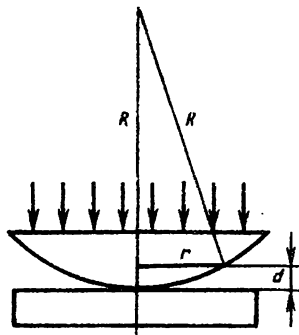


Рис. 29

В отраженном свете оптическая разность хода (с учетом потери полуволны при отражении) согласно (2.8) при условии, что показатель преломления воздуха $n = 1$, а $i = 0$,

$$\Delta = 2d + \lambda_0 / 2,$$

где d – ширина зазора. Из рис. 29 следует, что $R^2 = (R - d)^2 + r^2$, где R – радиус кривизны линзы, r – радиус кривизны окружности, всем точкам которой соответствует одинаковый зазор d . Учитывая, что d мало, получим $d = r^2 / (2R)$. Следовательно,

$$\Delta = r^2 / R + \lambda_0 / 2. \quad (2.11)$$

Приравняв (2.11) к условиям максимума (2.2) и минимума (2.3), получим выражения для радиусов m -го светлого кольца и m -го темного кольца соответственно

$$r_m = \sqrt{(m - 1/2)\lambda_0 R} \quad (m = 1, 2, 3, \dots),$$

$$r_m^* = \sqrt{m\lambda_0 R} \quad (m = 1, 2, 3, \dots).$$

Измеряя радиусы соответствующих колец, можно (зная радиус кривизны линзы R) определить λ_0 и, наоборот, по известной λ_0 найти радиус кривизны R линзы.

Как для полос равного наклона, так и для полос равной толщины положение максимумов зависит от длины волны λ_0 (см. (11.2)). Поэтому система светлых и темных полос получается только при освещении монохроматическим светом. При наблюдении в белом свете получается совокупность смещенных друг относительно друга полос, образованных лучами разных длин волн, и интерференционная картина приобретает радужную окраску. Все рассуждения были проведены для отраженного света. Интерференцию можно наблюдать и в проходящем свете, причем в данном случае не наблюдается потери полуволны. Следовательно, оптическая разность хода для проходящего и отраженного света отличается на $\lambda_0 / 2$, т.е. максимумам интерференции в отраженном свете соответствуют минимумы в проходящем, и наоборот.

2.5. Применение интерференции света

Явление интерференции обусловлено волновой природой света; его количественные закономерности зависят от длины волны λ_0 . Поэтому это явление применяется для подтверждения волновой природы

света и для измерения длин волн (интерференционная спектроскопия).

Явление интерференции применяется также для улучшения качества оптических приборов (просветление оптики) и получения высокоотражающих покрытий. Прохождение света через каждую преломляющую поверхность линзы, например через границу стекло – воздух, сопровождается отражением $\approx 4\%$ падающего потока (при показателе преломления стекла $\approx 1,5$). Так как современные объективы содержат большое количество линз, то число отражений в них велико, а поэтому велики и потери светового потока. Таким образом, интенсивность прошедшего света ослабляется и светосила оптического прибора уменьшается. Кроме того, отражения от поверхностей линз приводят к возникновению бликов, что часто (например, в военной технике) демаскирует положение прибора.

Для устранения указанных недостатков осуществляют так называемое просветление оптики. Для этого на свободные поверхности линз наносят тонкие пленки с показателем преломления меньшим, чем у материала линзы. При отражении света от границ раздела воздух – пленка и пленка – стекло возникает интерференция когерентных лучей $1'$ и $2'$ (рис. 30).

Толщину пленки d и показатели преломления стекла n_c и пленки n

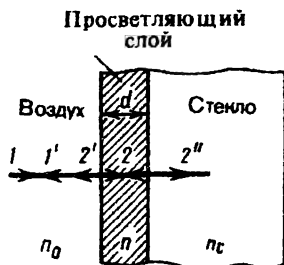


Рис. 30

можно подобрать так, чтобы волны, отраженные от обеих поверхностей пленки, гасили друг друга. Для этого их амплитуды должны быть равны,

а оптическая разность хода равна $(2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$ (см. (2.3)). Расчет показывает, что амплитуды отраженных лучей равны, если

$$n = \sqrt{n_c}. \quad (2.12)$$

Так как n_c , n и показатель преломления воздуха n_0 удовлетворяют условиям $n_c > n > n_0$, то потеря полуволны происходит на обеих повер-

хностях; следовательно, условие минимума (предполагаем, что свет падает нормально, т. е. $i = 0$)

$$2nd = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2},$$

где nd – оптическая толщина пленки. Обычно принимают $m = 0$, тогда

$$nd = \frac{\lambda_0}{4}.$$

Таким образом, если выполняется условие (2.12) и оптическая толщина пленки равна $\lambda_0/4$, то в результате интерференции наблюдается гашение отраженных лучей. Так как добиться одновременного гашения для всех длин волн невозможно, то это обычно делается для наиболее восприимчивой глазом длины волны $\lambda_0 \approx 0,55$ мкм. Поэтому объективы с просветленной оптикой имеют синевато-красный оттенок.

Создание высокоотражающих покрытий стало возможным лишь на основе многолучевой интерференции. В отличие от двухлучевой интерференции, которую мы рассматривали до сих пор, многолучевая интерференция возникает при наложении большого числа когерентных световых пучков. Распределение интенсивности в интерференционной картине существенно различается; интерференционные максимумы значительно уже и ярче, чем при наложении двух когерентных световых пучков. Так, результирующая амплитуда световых колебаний одинаковой амплитуды в максимумах интенсивности, где сложение происходит в одинаковой фазе, в N раз больше, а интенсивность в N^2 раз больше, чем от одного пучка (N – число интерферирующих пучков). Отметим, что для нахождения результирующей амплитуды удобно пользоваться графическим методом, используя метод вращающегося вектора амплитуды.

Многолучевую интерференцию можно осуществить в многослойной системе чередующихся пленок с разными показателями преломления (но одинаковой оптической толщиной, равной $\lambda_0/4$), нанесенных на отражающую поверхность (рис. 31). Можно показать, что на границе раздела пленок (между двумя слоями сульфида цинка ZnS с большим показателем преломления n_1 находится пленка криолита Na_3AlF_6 с меньшим показателем преломления n_2) возникает большое число отраженных интерферирующих лучей, которые при оптической толщине пле-

нок $\lambda_0/4$ будут взаимно усиливаться, т.е. коэффициент отражения возрастает. Характерной особенностью такой высокоотражательной системы является то, что она действует в очень узкой спектральной области, причем чем больше коэффициент отражения, тем уже эта область. Например, система из семи пленок для области 0,5 мкм дает коэффициент отражения $\rho \approx 96\%$ (при коэффициенте пропускания $\approx 3,5\%$ и коэффициенте поглощения $< 0,5\%$). Подобные отражатели применяются в лазерной технике, а также используются для создания интерференционных светофильтров (узкополосных оптических фильтров).

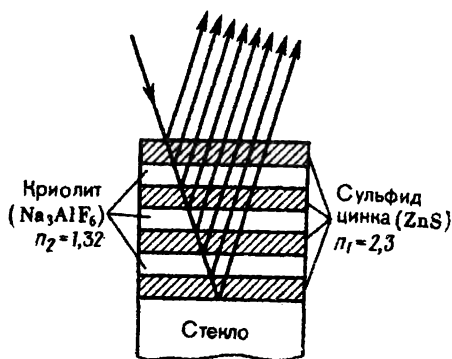


Рис. 31

Явление интерференции также применяется в очень точных измерительных приборах, называемых интерферометрами. Все интерферометры основаны на одном и том же принципе и различаются лишь конструкционно. На рис. 32 представлена упрощенная схема интерферометра Майкельсона. Монохроматический свет от источника S падает под углом 45° на плоскопараллельную пластинку P_1 . Сторона пластинки, удаленная от S , посеребренная и полупрозрачная, разделяет луч на две части: луч 1 (отражается от посеребренного слоя) и луч 2 (проходит через него). Луч 1 отражается от зеркала M_1 и, возвращаясь обратно, вновь проходит через пластинку P_1 (луч $1'$). Луч 2 идет к зеркалу M_2 , отражается от него, возвращается обратно и отражается от пластинки (луч $2'$). Так как первый из лучей проходит сквозь пластинку P_1 дважды, то для компенсации возникающей разности хода на пути второго луча ставится пластинка P_2 (точно такая же, как и P_1 , только не покрытая слоем серебра).

Лучи $1'$ и $2'$ когерентны; следовательно, будет наблюдаться интерференция, результат которой зависит от оптической разности хода луча 1 от точки O до зеркала M_1 и луча 2 от точки O до зеркала M_2 . При перемещении одного из зеркал на расстояние $\lambda_0/4$ разность хода обоих лучей увеличится на $\lambda_0/2$ и произойдет смена освещенности зрительного поля. Следовательно, по незначительному смещению интерференционной картины можно судить о малом перемещении одного из зеркал и использовать интерферометр Майкельсона для точного (порядка 10^{-7} м) измерения длин (измерения длины тел, длины волны света, изменения длины тела при изменении температуры (интерференционный дилатометр)).

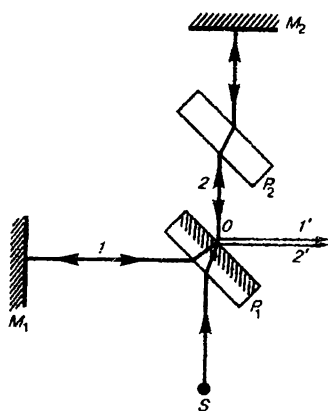


Рис. 32

Российский физик В. П. Линник (1889 – 1984) использовал принцип действия интерферометра Майкельсона для создания микроинтерферометра (комбинация интерферометра и микроскопа), служащего для контроля чистоты обработки поверхности.

Интерферометры – очень чувствительные оптические приборы, позволяющие определять незначительные изменения показателя преломления прозрачных тел (газов, жидких и твердых тел) в зависимости от давления, температуры, примесей и т.д. Такие интерферометры получили название интерференционных рефрактометров. На пути интерферирующих лучей располагаются две одинаковые кюветы длиной l , одна

из которых заполнена, например, газом с известным n_0 , а другая – с неизвестным (n_x) показателями преломления. Возникшая между интерферирующими лучами дополнительная оптическая разность хода Δ равна $(n_x - n_0)l$. Изменение разности хода приведет к сдвигу интерференционных полос. Этот сдвиг можно характеризовать величиной $m_0 = \Delta/\lambda = (n_x - n_0)l/\lambda$, где m_0 показывает, на какую часть ширины интерференционной полосы сместилась интерференционная картина. Измеряя величину m_0 при известных l , n_0 и λ , можно вычислить n_x или изменение $n_x - n_0$. Например, при смещении интерференционной картины на $1/5$ полосы при $l=10$ см и $\lambda=0,5$ мкм $n_x - n_0=10^{-6}$, т.е. интерференционные рефрактометры позволяют измерять изменение показателя преломления с очень высокой точностью (до $1/1000000$).

Применение интерферометров очень многообразно. Кроме перечисленного, они применяются для изучения качества изготовления оптических деталей, измерения углов, исследования быстротекущих процессов, происходящих в воздухе, обтекающем летательные аппараты, и т.д. Применяя интерферометр, Майкельсон впервые провел сравнение международного эталона метра с длиной стандартной световой волны. С помощью интерферометров исследовалось также распространение света в движущихся телах, что привело к фундаментальным изменениям представлений о пространстве и времени.

3. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

3.1. Принцип Гюйгенса – Френеля

Дифракцией света называется любое отклонение распространения световых волн вблизи препятствий от законов геометрической оптики. Благодаря дифракции волны могут попадать в область геометрической тени, огибать препятствия, проникать через небольшие отверстия в экранах и т. д.

Явление дифракции объясняется с помощью принципа Гюйгенса, согласно которому каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени.

Пусть плоская волна нормально падает на отверстие в непрозрач-

ном экране (рис. 33). Согласно принципу Гюйгенса каждая точка выделяемого отверстием участка волнового фронта служит источником вторичных волн (в однородной изотропной среде они сферические). Построив огибающую вторичных волн для некоторого момента времени, видим, что фронт волны заходит в область геометрической тени, т.е. волна огибает края отверстия.

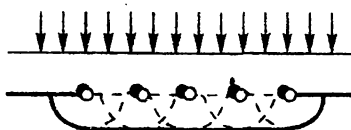


Рис. 33

Из опыта, однако, известно, что предметы, освещаемые светом, идущим от точечного источника, дают резкую тень и, следовательно, лучи не отклоняются от их прямолинейного распространения.

Принцип Гюйгенса решает лишь задачу о направлении распространения волнового фронта, но не затрагивает вопроса об амплитуде, а следовательно, и об интенсивности волн, распространяющихся по разным направлениям. Френель вложил в принцип Гюйгенса физический смысл, дополнив его идеей интерференции вторичных волн.

Согласно **принципу Гюйгенса – Френеля** световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S , может быть представлена как результат суперпозиции когерентных вторичных волн, “излучаемых” фиктивными источниками. Такими источниками могут служить бесконечно малые элементы любой замкнутой поверхности, охватывающей источник S . Обычно в качестве этой поверхности выбирают одну из волновых поверхностей, поэтому все фиктивные источники действуют синфазно. Таким образом, волны, распространяющиеся от источника, являются результатом интерференции всех когерентных вторичных волн. Френель исключил возможность возникновения обратных вторичных волн и предположил, что если между источником и точкой наблюдения находится непрозрачный экран с отверстием, то на поверхности экрана амплитуда вторичных волн равна нулю, а в отверстии – такая же, как при отсутствии экрана.

Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет в каждом конкретном случае найти амплитуду (интенсивность) результирующей волны в любой точке пространства, т.е. определить закономерности распространения света. В общем случае расчет интерференции вторичных волн довольно сложный и громоздкий, однако, как будет показано ниже, для некоторых случаев нахождение амплитуды результирующего колебания осуществляется алгебраическим суммированием.

3.2. Метод зон Френеля.

Прямолинейное распространение света

Принцип Гюйгенса – Френеля в рамках волновой теории должен был ответить на вопрос о прямолинейном распространении света. Френель решил эту задачу, рассмотрев взаимную интерференцию вторичных волн и применив прием, получивший название метода зон Френеля.

Найдем в произвольной точке M амплитуду световой волны, распространяющейся в однородной среде из точечного источника S (рис. 34). Согласно принципу Гюйгенса – Френеля, заменим действие источника S действием воображаемых источников, расположенных на вспомогательной поверхности Φ , являющейся поверхностью фронта волны, идущей из S (поверхность сферы с центром S). Френель разбил волновую поверхность Φ на кольцевые зоны такого размера, чтобы расстояния от краев зоны до M отличались на $\lambda_0/2$, т.е. $P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \lambda_0/2$. Подобное разбиение фронта волны на зоны можно выполнить, проведя с центром в точке M сферы радиусами

$b + \frac{\lambda_0}{2}, b + 2\frac{\lambda_0}{2}, b + 3\frac{\lambda_0}{2}, \dots$ Так как колебания от соседних зон прохо-

дят до точки M расстояния, отличающиеся на $\lambda_0/2$, то в точку M они приходят в противоположной фазе и при наложении эти колебания будут взаимно ослаблять друг друга. Поэтому амплитуда результирующего светового колебания в точке M

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots, \quad (3.1)$$

где $A_1, A_2, \dots$ – амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й, ..., m -й зонами.

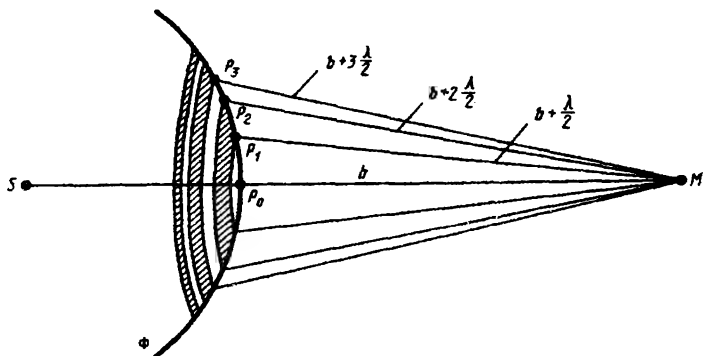


Рис. 34

Для оценки амплитуд колебаний найдем площади зон Френеля. Пусть внешняя граница m -й зоны выделяет на волновой поверхности сферический сегмент высоты h_m , (рис. 35). Обозначив площадь этого сегмента через σ_m , найдем, что площадь m -й зоны Френеля равна $\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1}$, где σ_{m-1} – площадь сферического сегмента, выделяемого внешней границей $(m - 1)$ -й зоны. Из рисунка следует, что

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = (b + m\lambda/2)^2 - (b + h_m)^2. \quad (3.2)$$

После элементарных преобразований, учитывая, что $\lambda \ll a$ и $\lambda \ll b$, получим

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}. \quad (3.3)$$

Площадь сферического сегмента и площадь m -й зоны Френеля соответственно равны.

$$\sigma_m = 2\pi ah_m = \frac{\pi ab\lambda}{a+b} m, \Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}. \quad (3.4)$$

Выражение (3.4) не зависит от m ; следовательно, при не слишком больших m площади зон Френеля одинаковы. Таким образом, построение зон Френеля разбивает волновую поверхность сферической волны на равные зоны.

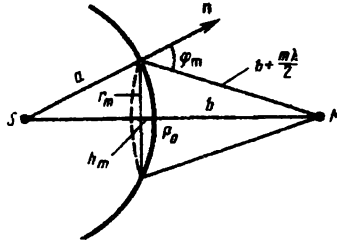


Рис. 35

Согласно предположению Френеля действие отдельных зон в точке M тем меньше, чем больше угол φ_m (см. рис. 35) между нормалью N к поверхности зоны и направлением на M , т.е. действие зон постепенно убывает от центральной (около P_0) к периферическим. Кроме того, интенсивность излучения в направлении точки M уменьшается с ростом m и вследствие увеличения расстояния от зоны до точки M . Учитывая оба этих фактора, можно записать $A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \dots$

Общее число зон Френеля, уместяющихся на полусфере, очень велико; например, при $a = b = 10$ см и $\lambda = 0,5$ мкм

$$N = \frac{2\pi a^2}{\pi a b \lambda} (a + b) = 8 \cdot 10^5. \text{ Поэтому в качестве допустимого приближе-}$$

ния можно считать, что амплитуда колебания A_m от некоторой m -й зоны Френеля равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон, т.е.

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}. \quad (3.5)$$

Тогда выражение (3.1) можно записать в виде

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2}, \quad (3.6)$$

так как выражения, стоящие в скобках, согласно (3.5), равны нулю, а оставшаяся часть от амплитуды последней зоны $\pm A_m/2$ ничтожно мала.

Таким образом, амплитуда результирующих колебаний в произвольной точке M определяется как бы действием только половины центральной зоны Френеля. Следовательно, действие всей волновой по-

верхности на точку M сводится к действию ее малого участка, меньшего центральной зоны.

Если в выражении (3.2) положим, что высота сегмента $h_m \ll a$ (при не слишком больших m), тогда $r_m^2 = 2ah_m$. Подставив сюда значение (3.3), найдем радиус внешней границы m -й зоны Френеля:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}. \quad (3.7)$$

При $a = b = 10$ см и $\lambda = 0,5$ мкм радиус первой (центральной) зоны $r_1 = 0,158$ мм. Следовательно, распространение света от S к M происходит так, будто световой поток распространяется внутри очень узкого канала вдоль SM , т.е. прямолинейно. Таким образом, принцип Гюйгенса – Френеля позволяет объяснить прямолинейное распространение света в однородной среде.

Правомерность деления волнового фронта на зоны Френеля подтверждена экспериментально. Для этого используются зонные пластинки – в простейшем случае стеклянные пластинки, состоящие из системы чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрических колец, построенных по принципу расположения зон Френеля, т.е. с радиусами m , зон Френеля, определяемыми выражением (3.7) для заданных значений a , b и λ ($m = 0, 2, 4, \dots$ для прозрачных и $m = 1, 3, 5, \dots$ для непрозрачных колец). Если поместить зонную пластинку в строго определенном месте (на расстоянии a от точечного источника и на расстоянии b от точки наблюдения на линии, соединяющей эти две точки), то для света длиной волны λ она перекроет четные зоны и оставит свободными нечетные, начиная с центральной. В результате этого результирующая амплитуда $A = A_1 + A_3 + A_5 \dots$ должна быть больше, чем при полностью открытом волновом фронте. Опыт подтверждает эти выводы: зонная пластинка увеличивает освещенность в точке M , действуя подобно собирающей линзе.

3.3. Дифракция Френеля на круглом отверстии и диске

Дифракция Френеля – дифракция в сходящихся лучах, осуществляемая в том случае, когда дифракционная картина наблюдается на конечном расстоянии от препятствия, вызвавшего дифракцию.

Дифракция на круглом отверстии. Сферическая волна, распростра-

няющаяся из точечного источника S , встречает на своем пути экран с круглым отверстием. Дифракционную картину наблюдаем на экране $\mathcal{E}$ в точке B , лежащей на линии, соединяющей источник S с центром отверстия (рис. 36). Экран параллелен плоскости отверстия и находится от него на расстоянии b . Разобьем открытую часть волновой поверхности Φ на зоны Френеля. Вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, открываемых отверстием. Амплитуда результирующего колебания, возбуждаемого в точке B всеми зонами (см. (3.1) и (3.6)),

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2},$$
 где знак плюс соответствует нечетным m а минус – четным m .

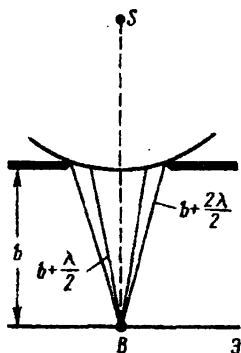


Рис. 36

Когда отверстие открывает нечетное число зон Френеля, то амплитуда (интенсивность) в точке B будет больше, чем при свободном распространении волны; если четное, то амплитуда (интенсивность) будет равна нулю. Если отверстие открывает одну зону Френеля, то в точке B амплитуда $A = A_1$, т.е. вдвое больше, чем в отсутствие непрозрачного экрана с отверстием. Интенсивность света больше соответственно в четыре раза. Если отверстие открывает две зоны Френеля, то их действия в точке B практически уничтожат друг друга из-за интерференции. Таким образом, дифракционная картина от круглого отверстия вблизи точки B будет иметь вид чередующихся темных и светлых колец с центрами в точке B (если m четное, то в центре будет темное кольцо, если m нечетное – то светлое кольцо), причем интенсивность в максимумах убывает с расстоянием от центра картины.

Расчет амплитуды результирующего колебания на внеосевых участках экрана более сложен, так как соответствующие им зоны Френеля частично перекрываются непрозрачным экраном. Если отверстие освещается не монохроматическим, а белым светом, то кольца окрашены.

Число зон Френеля, открываемых отверстием, зависит от его диаметра. Если он большой, то $A_m \ll A_1$ и результирующая амплитуда $A = A_1/2$, т.е. такая же, как и при полностью открытым волновым фронте. Никакой дифракционной картины не наблюдается, свет распространяется, как и в отсутствие круглого отверстия, прямолинейно.

Дифракция на диске. Сферическая волна, распространяющаяся от точечного источника S , встречает на своем пути диск. Дифракционную картину наблюдаем на экране Э в точке B , лежащей на линии, соединяющей S с центром диска (рис. 37). В данном случае закрытый диском участок волнового фронта надо исключить из рассмотрения и зоны Френеля строить начиная с краев диска. Пусть диск закрывает m первых зон Френеля. Тогда амплитуда результирующего колебания в точке B равна

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots \quad \text{или}$$

$A = \frac{A_{m+1}}{2}$, так как выражения, стоящие в скобках, равны нулю. Следовательно, в точке B всегда наблюдается интерференционный максимум (светлое пятно), соответствующий половине действия первой открытой зоны Френеля. Центральный максимум окружен концентрическими с ним темными и светлыми кольцами, а интенсивность в максимумах убывает с расстоянием от центра картины.

С увеличением радиуса диска первая открытая зона Френеля удаляется от точки B и увеличивается угол φ_m (см. рис. 35) между нормалью к поверхности этой зоны и направлением на точку B . В результате интенсивность центрального максимума с увеличением размеров диска уменьшается. При больших размерах диска за ним наблюдается тень, вблизи границ которой имеет место весьма слабая дифракционная картина. В данном случае дифракцией света можно пренебречь и считать свет распространяющимся прямолинейно.

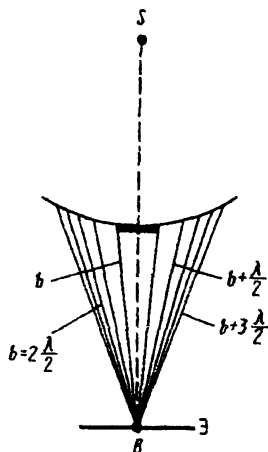


Рис. 37

Отметим, что дифракция на круглом отверстии и дифракция на диске впервые рассмотрены Френелем.

3.4. Дифракция Фраунгофера на одной щели

Немецкий физик И. Фраунгофер (1787 – 1826) рассмотрел дифракцию плоских световых волн, имеющую большое практическое значение. **Дифракция Фраунгофера** – дифракция в параллельных лучах, наблюдается в том случае, когда источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызвавшего дифракцию. Чтобы этот тип дифракции осуществить, достаточно точечный источник света поместить в фокусе собирающей линзы, а дифракционную картину исследовать в фокальной плоскости второй собирающей линзы, установленной за препятствием.

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера от бесконечно длинной щели (для этого практически достаточно, чтобы длина щели была значительно больше ее ширины). Пусть плоская монохроматическая световая волна падает нормально плоскости узкой щели шириной a (рис. 38, а). Оптическая разность хода между крайними лучами MC в ND , идущими от щели в произвольном направлении φ ,

$$\Delta = NF = a \sin \varphi, \quad (3.8)$$

где F – основание перпендикуляра, опущенного из точки M на луч ND .

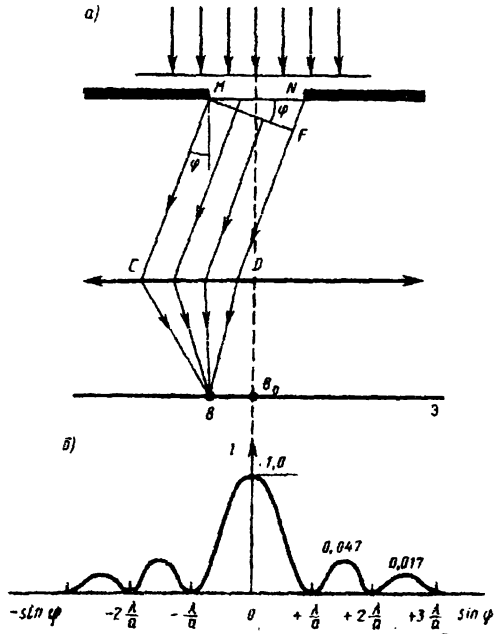


Рис. 38

Разобьем открытую часть волновой поверхности в плоскости щели MN на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру M щели. Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$, т.е. всего на ширине щели уместится $\Delta : \lambda/2$ зон. Так как свет на щель падает нормально, то плоскость щели совпадает с волновым фронтом; следовательно, все точки волнового фронта в плоскости щели будут колебаться в одинаковой фазе. Амплитуды вторичных волн в плоскости щели будут равны, так как выбранные зоны Френеля имеют одинаковые площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения.

Из выражения (3.8) вытекает, что число зон Френеля, укладывающихся на ширине щели, зависит от угла φ . От числа зон Френеля, в свою очередь, зависит результат наложения всех вторичных волн. Из

приведенного построения следует, что при интерференции света от каждой пары соседних зон Френеля амплитуда результирующих колебаний равна нулю, так как колебания от каждой пары соседних зон взаимно гасят друг друга. Следовательно, если число зон Френеля четное, то

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (3.9)$$

и в точке B наблюдается дифракционный минимум (полная темнота), если же число зон Френеля нечетное, то

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (3.10)$$

и наблюдается дифракционный максимум, соответствующий действию одной нескомпенсированной зоны Френеля. Отметим, что в направлении ($\varphi = 0$ щель действует как одна зона Френеля, и в этом направлении свет распространяется с наибольшей интенсивностью, т.е. в точке B_0 наблюдается центральный дифракционный максимум.

Из условий (3.9) и (3.10) можно найти направления на точки экрана, в которых амплитуда (а следовательно, и интенсивность) равна нулю

($\sin \varphi_{\min} = \pm m\lambda / a$) или максимальна ($\sin \varphi_{\max} = \pm (2m + 1)\lambda / (2a)$). Рас-

пределение интенсивности на экране, получаемое вследствие дифракции (дифракционный спектр), приведено на рис. 38, б. Расчеты показывают, что интенсивности в центральном и последующих максимумах относятся как $1 : 0,047 : 0,017 : 0,0083 : \dots$, т.е. основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме. Из опыта и соответствующих расчетов следует, что сужение щели приводит к тому, что центральный максимум расплывается, а интенсивность уменьшается (это, естественно, относится и к другим максимумам). Наоборот, чем щель шире ($a > \lambda$), тем картина ярче, но дифракционные полосы уже, а число самих полос больше. При $a \gg \lambda$ в центре получается резкое изображение источника света, т.е. имеет место прямолинейное распространение света.

Положение дифракционных максимумов зависит от длины волны λ , поэтому рассмотренная выше дифракционная картина имеет место лишь для монохроматического света. При освещении щели белым светом центральный максимум наблюдается в виде белой полосы; он общий для всех длин волн (при $\varphi = 0$ разность хода равна нулю для всех λ). Боковые максимумы радужно окрашены, так как условие миниму-

ма при любых m различно для разных λ . Таким образом, справа и слева от центрального максимума наблюдаются максимумы первого ($m = 1$), второго ($m = 2$) и других порядков, обращенные фиолетовым краем к центру дифракционной картины. Однако они настолько расплывчаты, что отчетливого разделения различных длин волн с помощью дифракции на одной щели получить невозможно.

3.5. Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке

Большое практическое значение имеет дифракция, наблюдаемая при прохождении света через **одномерную дифракционную решетку** – систему параллельных щелей равной ширины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками. Рассматривая дифракцию Фраунгофера на щели, мы видели, что распределение интенсивности на экране определяется направлением дифрагированных лучей. Это означает, что перемещение щели параллельно самой себе влево или вправо не изменит дифракционной картины. Следовательно, если перейти от одной щели ко многим (к дифракционной решетке), то дифракционные картины, создаваемые каждой щелью в отдельности, будут одинаковыми.

Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, т.е. в дифракционной решетке осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.

Рассмотрим дифракционную решетку. На рис. 39 для наглядности показаны только две соседние щели MN и CD . Если ширина каждой щели равна a , а ширина непрозрачных участков между щелями b , то величина $d = a + b$ называется **постоянной (периодом) дифракционной решетки**. Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально к плоскости решетки. Так как щели находятся друг от друга на одинаковых расстояниях, то разности хода лучей, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления φ одинаковы в пределах всей дифракционной решетки

$$\Delta = CF = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi. \quad (3.11)$$

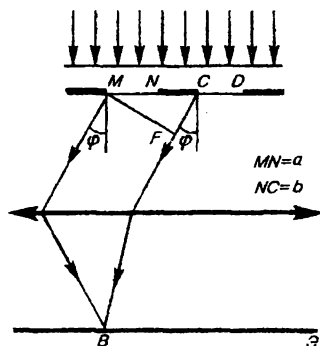


Рис. 39

Очевидно, что в тех направлениях, в которых ни одна из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух щелях, т.е. прежние (главные) минимумы интенсивности будут наблюдаться в направлениях, определяемых условием (3.9):

$$a \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad (m = 1, 2, 3, \dots). \quad (3.12)$$

Кроме того, вследствие взаимной интерференции световых лучей, посылаемых двумя щелями, в некоторых направлениях они будут гасить друг друга, т.е. возникнут дополнительные минимумы. Очевидно, что эти дополнительные минимумы будут наблюдаться в тех направлениях, которым соответствует разность хода лучей $\lambda/2, 3\lambda/2, \dots$, посылаемых, например, от крайних левых точек M и C обеих щелей. Таким образом, с учетом (3.11) условие дополнительных минимумов будет иметь вид

$$d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

Наоборот, действие одной щели будет усиливать действие другой, если

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m \lambda, \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (3.13)$$

Таким образом, выражение (3.13) задает условие главных максимумов.

В результате полная дифракционная картина для двух щелей определяется из следующих условий:

$a \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ – главные минимумы;

$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}, \frac{3}{2}\lambda, \frac{5}{2}\lambda, \dots$ – дополнительные минимумы;

$d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ – главные максимумы,

т.е. между двумя главными максимумами располагается один дополнительный минимум. Аналогично можно показать, что между каждыми двумя главными максимумами при трех щелях располагается два дополнительных минимума, при четырех щелях – три и т.д.

Если дифракционная решетка состоит из N щелей, то условием главных минимумов является условие (3.12), условием главных максимумов – условие (3.13), а условием дополнительных минимумов

$$d \sin \varphi = \pm m' \lambda / N \quad (3.14)$$

$$(m' = 1, 2, \dots, N - 1, N + 1, \dots, 2N - 1, 2N + 1, \dots),$$

где m' может принимать все целочисленные значения, кроме $0, N, 2N, \dots$, т.е. кроме тех, при которых условие (3.14) переходит в (3.13). Следовательно, в случае N щелей между двумя главными максимумами располагается $N - 1$ дополнительных минимумов, разделенных вторичными максимумами, создающими весьма слабый фон.

Чем больше щелей N , тем большее количество световой энергии пройдет через решетку, тем больше минимумов образуется между соседними главными максимумами. Следовательно, более интенсивными и более острыми будут максимумы. На рис. 40 качественно представлена дифракционная картина от восьми щелей. Так как модуль $\sin \varphi$ не может быть больше единицы, то из (3.13) следует, что число главных максимумов $m \leq d / \lambda$, т.е. определяется отношением периода решетки к длине волны.

Положение главных максимумов зависит от длины волны λ (см. (3.13)). Поэтому при пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального ($m = 0$), разложатся в спектр, фиолетовая область которого будет обращена к центру дифракционной картины, красная – наружу. Это свойство дифракционной решетки используется для исследования спектрального состава света (определения длин волн и интенсивностей всех монохроматических компонентов), т.е. дифракционная решетка может быть использована как спектральный прибор.

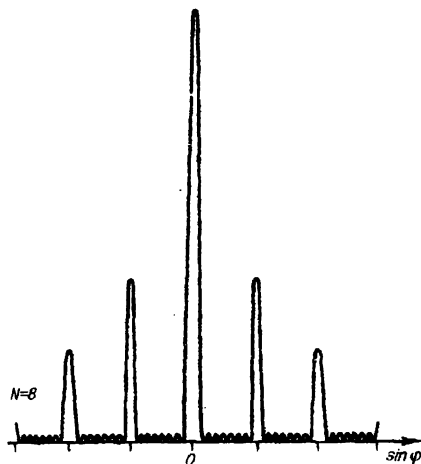


Рис. 40

Дифракционные решетки, используемые в различных областях спектра, отличаются размерами, формой, материалом поверхности, профилем штрихов и их частотой (от 6000 до 0,25 штрих/мм, что позволяет перекрывать область спектра от ультрафиолетовой его части до инфракрасной). Например, ступенчатый профиль решетки позволяет концентрировать основную часть падающей энергии в направлении одного определенного ненулевого порядка.

3.6. Пространственная решетка. Рассеяние света

Дифракция света наблюдается не только на плоской одномерной решетке (штрихи нанесены перпендикулярно некоторой прямой линии), но и на двумерной решетке (штрихи нанесены во взаимно перпендикулярных направлениях в одной и той же плоскости). Большой интерес представляет также дифракция на **пространственных (трехмерных) решетках** – пространственных образованиях, в которых элементы структуры подобны по форме, имеют геометрически правильное и периодически повторяющееся расположение, а также постоянные (периоды) решеток, соизмеримые с длиной волны электромагнитного излучения. Иными словами, подобные пространственные образования должны

иметь периодичность по трем не лежащим в одной плоскости направлениям. В качестве пространственных дифракционных решеток могут быть использованы кристаллические тела, так как в них неоднородности (атомы, молекулы, ионы) регулярно повторяются в трех направлениях.

Дифракция света может происходить также в так называемых **мутных средах** – средах с явно выраженными оптическими неоднородностями. К мутным средам относятся аэрозоли (облака, дым, туман), эмульсия, коллоидные растворы, т.е. такие среды, в которых взвешено множество очень мелких частиц инородных веществ. Свет, проходя через мутную среду, дифрагирует от беспорядочно расположенных микрон неоднородностей, давая равномерное распределение интенсивностей по всем направлениям, не создавая какой-либо определенной дифракционной картины. Происходит так называемое рассеяние света в мутной среде. Это явление можно наблюдать, например, когда узкий пучок солнечных лучей, проходя через запыленный воздух, рассеивается на пылинках и тем самым становится видимым.

Рассеяние света (как правило, слабое) наблюдается также и в чистых средах, не содержащих посторонних частиц. Русский физик Л. И. Мандельштам (1879 – 1944) объяснил рассеяние света в средах нарушением их оптической однородности, при котором показатель преломления среды не постоянен, а меняется от точки к точке. В дальнейшем польский физик М. Смолуховский (1872 – 1917) указал, что причиной рассеяния света могут быть также флуктуации плотности, возникающие в процессе хаотического (теплого) движения молекул среды. Рассеяние света в чистых средах, обусловленное флуктуациями плотности, анизотропии или концентрации, называется **молекулярным рассеянием**.

Молекулярным рассеянием объясняется, например, голубой цвет неба. Согласно закону английского физика Д. Рэлея (1842 – 1919) интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны ($I \sim \lambda^{-4}$), поэтому голубые и синие лучи рассеиваются сильнее, чем желтые и красные, обуславливая тем самым голубой цвет неба. По этой же причине свет, прошедший через значительную толщу атмосферы, оказывается обогащенным более длинноволновой частью спектра (сине-фиолетовая часть спектра полностью рассеивается) и поэтому при закате и восходе Солнце кажется красным. Флуктуации плотности и интенсивность рассеяния света возрастают с увеличением температуры. Поэтому в ясный летний день цвет неба является более насыщенным по сравнению с таким же зимним днем.

3.7. Дифракция на пространственной решетке. Формула Вульфа – Брэгга

Для наблюдения дифракционной картины необходимо, чтобы постоянная решетки была того же порядка, что и длина волны падающего излучения (см. (3.13)). Кристаллы, являясь трехмерными пространственными решетками, имеют постоянную порядка 10^{-10} м и, следовательно, непригодны для наблюдения дифракции в видимом свете ($\lambda \approx 10^{-7}$ м). Эти факты позволили немецкому физiku М. Лауэ (1879 – 1960) прийти к выводу, что в качестве естественных дифракционных решеток для рентгеновского излучения можно использовать кристаллы, поскольку расстояние между атомами в кристаллах одного порядка с λ рентгеновского излучения $\approx 10^{-12} - 10^{-8}$ м.

Простой метод расчета дифракции рентгеновского излучения от кристаллической решетки предложен независимо друг от друга русским физиком Г. В. Вульфом (1863 – 1925) и английскими физиками В. Г. и В. Л. Брэггами (отец (1862 – 1942) и сын (1890 – 1971)). Они предположили, что дифракция рентгеновского излучения является результатом его отражения от системы параллельных кристаллографических плоскостей (плоскостей, в которых лежат узлы (атомы) кристаллической решетки).

Представим кристаллы в виде совокупности параллельных кристаллографических плоскостей (рис. 41), отстоящих друг от друга на расстоянии d . Пучок параллельных монохроматических рентгеновских лучей (1, 2) падает под углом скольжения ϑ (угол между направлением падающих лучей и кристаллографической плоскостью) и возбуждает атомы кристаллической решетки, которые становятся источниками когерентных вторичных волн 1' и 2', интерферирующих между собой, подобно вторичным волнам, от щелей дифракционной решетки. Максимумы интенсивности (дифракционные максимумы) наблюдаются в тех направлениях, в которых все отраженные атомными плоскостями волны будут находиться в одинаковой фазе. Эти направления удовлетворяют формуле Вульфа – Брэгга

$$2d \sin \vartheta = m\lambda, \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (3.15)$$

т.е. при разности хода между двумя лучами, отраженными от соседних кристаллографических плоскостей, кратной целому числу длин волн λ , наблюдается дифракционный максимум.

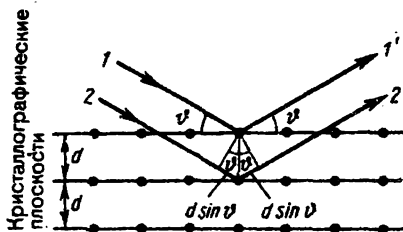


Рис. 41

При произвольном направлении падения монохроматического рентгеновского излучения на кристалл дифракция не возникает. Чтобы ее наблюдать, надо, поворачивая кристалл, найти угол скольжения. Дифракционная картина может быть получена и при произвольном положении кристалла, для чего нужно пользоваться непрерывным рентгеновским спектром, испускаемым рентгеновской трубкой. Тогда для таких условий опыта всегда найдутся длины волн λ , удовлетворяющие условию (3.15).

Формула Вульфа – Брэгга используется при решении двух важных задач.

1. Наблюдая дифракцию рентгеновских лучей известной длины волны на кристаллической структуре неизвестного строения и измеряя θ и m , можно найти межплоскостное расстояние d т.е. определить структуру вещества. Этот метод лежит в основе рентгеноструктурного анализа. Формула Вульфа – Брэгга остается справедливой и при дифракции электронов и нейтронов. Методы исследования структуры вещества, основанные на дифракции электронов и нейтронов, называются соответственно электронографией и нейтронографией.

2. Наблюдая дифракцию рентгеновских лучей неизвестной длины волны на кристаллической структуре при известном d и измеряя θ и m , можно найти длину волны падающего рентгеновского излучения. Этот метод лежит в основе рентгеновской спектроскопии.

3.8. Разрешающая способность оптических приборов

Используя даже идеальную оптическую систему (такую, для которой отсутствуют дефекты и аберрации), невозможно получить стигматическое изображение точечного источника, что объясняется волновой природой света. Изображение любой светящейся точки в монохрома-

тическом свете представляет собой дифракционную картину, т.е. точечный источник отображается в виде центрального светлого пятна, окруженного чередующимися темными и светлыми кольцами.

Согласно **критерию Рэля** изображения двух близлежащих одинаковых точечных источников или двух близлежащих спектральных линий с равными интенсивностями и одинаковыми симметричными контурами разрешимы (разделены для восприятия), если центральный максимум дифракционной картины от одного источника (линии) совпадает с первым минимумом дифракционной картины от другого (рис. 42, а). При выполнении критерия Рэля интенсивность “провала” между максимумами составляет 80% интенсивности в максимуме, что является достаточным для разрешения линий λ_1 и λ_2 . Если критерий Рэля нарушен, то наблюдается одна линия (рис. 42, б).

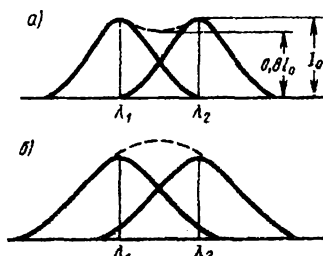


Рис. 42

3.8.1. Разрешающая способность объектива

Если на объектив падает свет от двух удаленных точечных источников S_1 и S_2 (например, звезд) с некоторым угловым расстоянием $\delta\psi$, то вследствие дифракции световых волн на краях диафрагмы, ограничивающей объектив, в его фокальной плоскости вместо двух точек наблюдаются максимумы, окруженные чередующимися темными и светлыми кольцами (рис. 43). Можно доказать, что две близлежащие звезды, наблюдаемые в объективе в монохроматическом свете, разрешимы, если угловое расстояние между ними

$$\varphi \geq 1,22\lambda / D, \quad (3.16)$$

где λ – длина волны света; D – диаметр объектива.

Разрешающей способностью (разрешающей силой) объектива называется величина $R = 1/\delta\psi$, где $\delta\psi$ – наименьшее угловое

расстояние между двумя точками, при котором они еще оптическим прибором разрешаются.

Согласно критерию Рэля изображения двух одинаковых точек разрешимы, когда центральный максимум дифракционной картины для одной точки совпадает с первым минимумом дифракционной картины для другой (рис. 43). Из рисунка следует, что при выполнении критерия Рэля угловое расстояние $\delta\psi$ между точками должно быть равно φ , т.е.

с учетом (20.1) $\delta\psi = \varphi = 1,22\lambda/D$.

Следовательно, разрешающая способность объектива

$$R = 1/\delta\psi = D/(1,22\lambda), \quad (3.17)$$

т.е. зависит от его диаметра и длины волны света.

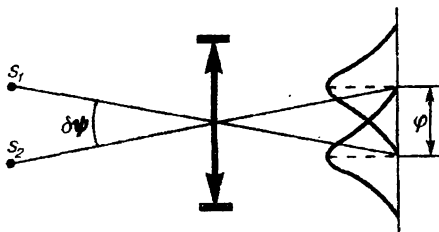


Рис. 43

Из формулы (3.17) видно, что для увеличения разрешающей способности оптических приборов нужно либо увеличить диаметр объектива, либо уменьшить длину волны. Поэтому для наблюдения более мелких деталей предмета используют ультрафиолетовое излучение, а полученное изображение в данном случае наблюдается с помощью флуоресцирующего экрана либо фиксируется на фотопластинке. Еще большую разрешающую способность можно было бы получить с помощью рентгеновского излучения, но оно обладает большой проникающей способностью и проходит через вещество не преломляясь; следовательно, в данном случае невозможно создать преломляющие линзы. Потоки электронов (при определенных энергиях) обладают примерно такой же длиной волны, как и рентгеновское излучение. Поэтому электронный микроскоп имеет очень высокую разрешающую способность.

Разрешающей способностью спектрального прибора называют безразмерную величину

$$R = \lambda/(\delta\lambda), \quad (3.18)$$

где $\delta\lambda$ – абсолютное значение минимальной разности длин волн двух

соседних спектральных линий, при которой эти линии регистрируются раздельно.

3.8.2. Разрешающая способность дифракционной решетки

Пусть максимум m -го порядка для длины волны λ_2 наблюдается под углом φ , т.е. согласно (3.13) $d \sin \varphi = m\lambda_2$. При переходе от максимума к соседнему минимуму разность хода меняется на λ/N (см. (17.4)), где N – число щелей решетки. Следовательно, минимум λ_1 , наблюдаемый под углом $\varphi_{\min}$, удовлетворяет условию $d \sin \varphi_{\min} = m\lambda_1 + \lambda/N$. По критерию Рэлея, $\varphi = \varphi_{\min}$, т.е. $m\lambda_2 = m\lambda_1 + \lambda/N$ или $\lambda_2/(\lambda_2 - \lambda_1) = mN$. Так как λ_1 и λ_2 близки между собой, т.е. $\lambda_1 - \lambda_2 = \delta\lambda$, то согласно (3.18) $R_{\text{диф.реш}} = mN$.

Таким образом, разрешающая способность дифракционной решетки пропорциональна порядку m спектра и числу N щелей, т.е. при заданном числе щелей увеличивается при переходе к большим значениям порядка m интерференции. Современные дифракционные решетки обладают довольно высокой разрешающей способностью (до $2 \cdot 10^5$).

3.9. Понятие о голографии

Голография (от греч. *hulos* – весь, полный и *grapho* – пишу) – особый способ записи и последующего восстановления волнового поля, основанный на регистрации интерференционной картины. Она обязана своим возникновением законам волновой оптики – законам интерференции и дифракции.

Этот принципиально новый способ фиксирования и воспроизведения пространственного изображения предметов изобретен английским физиком Д. Габором (1900 – 1979) в 1947 г. (Нобелевская премия 1971 г.). Экспериментальное воплощение и дальнейшая разработка этого способа (русским физиком Ю. Н. Денисюком в 1962 г. и американскими физиками Э. Лейтом и Ю. Упатниексом в 1963 г.) стали возможными после появления в 1960 г. источников света высокой степени когерентности – лазеров.

Рассмотрим элементарные основы принципа голографии, т.е. регистрации и восстановления информации о предмете. Для регистрации и восстановления волны необходимо уметь регистрировать и восста-

навливать амплитуду и фазу идущей от предмета волны. Распределение интенсивности в интерференционной картине определяется как амплитудой интерферирующих волн ($I \sim A^2$), так и разностью их фаз. Поэтому для регистрации как фазовой, так и амплитудной информации кроме волны, идущей от предмета (так называемой предметной волны), используют еще когерентную с ней волну, идущую от источника света (так называемую опорную волну). Идея голографирования состоит в том, что фотографируется распределение интенсивности в интерференционной картине, возникающей при суперпозиции волнового поля объекта и когерентной ему опорной волны известной фазы. Последующая дифракция света на зарегистрированном распределении почернении в фотослое восстанавливает волновое поле объекта и допускает изучение этого поля при отсутствии объекта.

Практически эта идея может быть осуществлена с помощью принципиальной схемы, показанной на рис. 44, а. Лазерный пучок делится на две части, причем одна его часть отражается зеркалом на фотопластинку (опорная волна), а вторая попадает на фотопластинку, отразившись от предмета (предметная волна). Опорная и предметная волны, являясь когерентными и накладываясь друг на друга, образуют на фотопластинке интерференционную картину. После проявления фотопластинки и получается голограмма – зарегистрированная на фотопластинке интерференционная картина, образованная при сложении опорной и предметной волн.

Для восстановления изображения (рис. 44, б) голограмма помещается в то же самое положение, где она находилась до регистрации. Ее освещают опорным пучком того же лазера (вторая часть лазерного пучка перекрывается диафрагмой). В результате дифракции света на интерференционной структуре голограммы восстанавливается копия предметной волны, образующая объемное (со всеми присущими предмету свойствами) мнимое изображение предмета, расположенное в том месте, где предмет находился при голографировании. Оно кажется настолько реальным, что его хочется потрогать. Кроме того, восстанавливается еще действительное изображение предмета, имеющее рельеф, обратный рельефу предмета, т.е. выпуклые места заменены вогнутыми, и наоборот (если наблюдение ведется справа от голограммы).

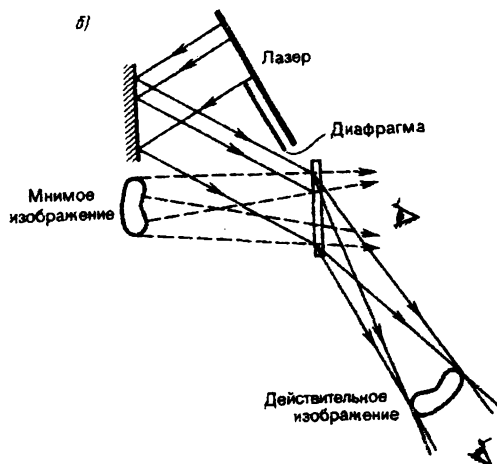
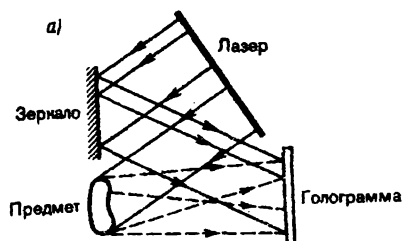


Рис. 44

Обычно пользуются мнимым голографическим изображением, которое по зрительному восприятию создает полную иллюзию существования реального предмета. Рассматривая из разных положений объемное изображение предмета, даваемое голограммой, можно увидеть более удаленные предметы, закрытые более близкими из них (заглянуть за ближние предметы). Это объясняется тем, что, перемещая голову в сторону, мы воспринимаем изображение, восстановленное от периферической части голограммы, на которую при экспонировании падали также и лучи, отраженные от скрытых предметов. Голограмму можно расколоть на несколько кусков. Но даже малая часть голограммы восстанавливает полное изображение. Однако уменьшение размеров голограммы приводит к ухудшению четкости получаемого изображения.

Это объясняется тем, что голограмма для опорного пучка служит дифракционной решеткой, а при уменьшении числа штрихов дифракционной решетки (при уменьшении размеров голограммы) ее разрешающая способность уменьшается.

Методы голографии (запись голограммы в трехмерных средах, цветное и панорамное голографирование и т. д.) находят все большее развитие. Применения голографии разнообразны, но наиболее важными, приобретающими все большее значение, являются запись и хранение информации. Методы голографии позволяют записывать в сотни раз больше страниц печатного текста, чем методы обычной микрофотографии. По подсчетам, на фотопластинку размером 32 x 32 мм можно записать 1024 голограммы (площадь каждой из них 1 мм²), т.е. на одной фотопластинке можно "разместить" книгу объемом свыше тысячи страниц. В качестве будущих разработок могут служить ЭВМ с голографической памятью, голографический электронный микроскоп, голографические кино и телевидение, голографическая интерферометрия и т. д.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ВЕЩЕСТВОМ

4.1. Дисперсия света

Дисперсией света называется зависимость показателя преломления n вещества от частоты ν (длины волны λ) света или зависимость фазовой скорости v световых волн от его частоты ν . Дисперсия света представляется в виде зависимости

$$n = f(\lambda). \quad (4.1)$$

Следствием дисперсии является разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через призму. Первые экспериментальные наблюдения дисперсии света принадлежат И. Ньютону (1672 г.).

Рассмотрим дисперсию света в призме. Пусть монохроматический пучок света падает на призму с преломляющим углом A и показателем преломления n (рис. 45) под углом α_1 . После двукратного преломления (на левой и правой гранях призмы) луч оказывается отклоненным от первоначального направления на угол φ . Из рисунка следует, что

$$\varphi = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - A. \quad (4.2)$$

Предположим, что углы A и α_1 малы, тогда углы α_2 , β_1 и β_2 , будут

также малы и вместо синусов этих углов можно воспользоваться их значениями. Поэтому $\alpha_1/\beta_1 = n$, $\beta_2/\alpha_2 = 1/n$, а так как $\beta_1 + \beta_2 = A$, то $\alpha_2 = \beta_2 n = n(A - \beta_1) = n(A - \alpha_1/n) = nA - \alpha_1$, откуда

$$\alpha_1 + \alpha_2 = nA. \quad (4.3)$$

Из выражений (4.3) и (4.2) следует, что

$$\varphi = A(n - 1), \quad (4.4)$$

т.е. угол отклонения лучей призмой тем больше, чем больше преломляющий угол призмы.

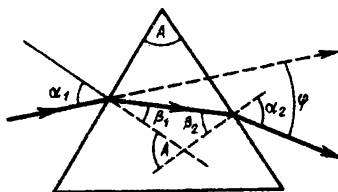


Рис. 45

Из выражения (4.4) вытекает, что угол отклонения лучей призмой зависит от величины $n - 1$, а n – функция длины волны, поэтому лучи разных длин волн после прохождения призмы окажутся отклоненными на разные углы, т.е. пучок белого света за призмой разлагается в спектр, что и наблюдалось И. Ньютоном. Таким образом, с помощью призмы, так же как и с помощью дифракционной решетки, разлагая свет в спектр, можно определить его спектральный состав.

Рассмотрим различия в дифракционном и призматическом спектрах.

1. Дифракционная решетка разлагает падающий свет непосредственно по длинам волн (см. (3.13)), поэтому по измеренным углам (по направлениям соответствующих максимумов) можно вычислить длину волны. Разложение света в спектр в призме происходит по значениям показателя преломления, поэтому для определения длины волны света надо знать зависимость (4.1).

2. Составные цвета в дифракционном и призматическом спектрах располагаются различно. Из (3.13) следует, что в дифракционной решетке синус угла отклонения пропорционален длине волны. Следовательно, красные лучи, имеющие большую длину волны, чем фиолетовые, отклоняются дифракционной решеткой сильнее. Призма же разлагает лучи в спектр по значениям показателя преломления, который

для всех прозрачных веществ с увеличением длины волны уменьшается (рис. 46). Поэтому красные лучи отклоняются призмой слабее, чем фиолетовые.

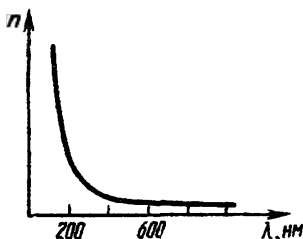


Рис. 46

Величина $D = \frac{dn}{d\lambda}$, называемая дисперсией вещества, показывает,

как быстро изменяется показатель преломления с длиной волны. Из рис. 46 следует, что показатель преломления для прозрачных веществ с уменьшением длины волны увеличивается; следовательно, величина $dn/d\lambda$ по модулю также увеличивается с уменьшением λ . Такая дисперсия называется нормальной. Как будет показано ниже, ход кривой $n(\lambda)$ – кривой дисперсии – вблизи линий и полос поглощения будет иным: n уменьшается с уменьшением λ . Такой ход зависимости n от λ называется аномальной дисперсией.

На явлении нормальной дисперсии основано действие призмённых спектрографов. Несмотря на их некоторые недостатки (например, необходимость градуировки, различная дисперсия в разных участках спектра) при определении спектрального состава света, призмённые спектрографы находят широкое применение в спектральном анализе. Это объясняется тем, что изготовление хороших призм значительно проще, чем изготовление хороших дифракционных решеток. В призмённых спектрографах также легче получить большую светосилу.

4.2. Электронная теория дисперсии света

Из макроскопической электромагнитной теории Максвелла следует, что абсолютный показатель преломления среды $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, μ – магнитная проницаемость.

В оптической области спектра для всех веществ $\mu \approx 1$, поэтому

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (4.5)$$

Из формулы (4.5) выявляются некоторые противоречия с опытом: величина N , являясь переменной, остается в то же время равной определенной постоянной $\sqrt{\epsilon}$. Кроме того, значения N , получаемые из этого выражения, не согласуются с опытными значениями. Трудности объяснения дисперсии света с точки зрения электромагнитной теории Максвелла устраняются электронной теорией Лоренца. В теории Лоренца дисперсия света рассматривается как результат взаимодействия электромагнитных волн с заряженными частицами, входящими в состав вещества и совершающими вынужденные колебания в переменном электромагнитном поле волны.

Применим электронную теорию дисперсии света для однородного диэлектрика, предположив формально, что дисперсия света является следствием зависимости ϵ от частоты ω световых волн. Диэлектрическая проницаемость вещества по определению равна $\epsilon = 1 + \chi = 1 + P/(\epsilon_0 E)$, где χ – диэлектрическая восприимчивость среды; ϵ_0 – электрическая постоянная; P – мгновенное значение поляризованности. Следовательно,

$$n^2 = 1 + P/(\epsilon_0 E), \quad (4.6)$$

т.е. зависит от P . В данном случае основное значение имеет электронная поляризация, т.е. вынужденные колебания электронов под действием электрической составляющей поля волны, так как для ориентационной поляризации молекул частота колебаний в световой волне очень высока ($\nu \approx 10^{15}$ Гц).

В первом приближении можно считать, что вынужденные колебания совершают только внешние, наиболее слабо связанные с ядром электроны – оптические электроны. Для простоты рассмотрим колебания только одного оптического электрона. Наведенный дипольный момент электрона, совершающего вынужденные колебания, равен $p = ex$, где e – заряд электрона; x – смещение электрона под действием электрического поля световой волны. Если концентрация атомов в диэлектрике равна N_0 , то мгновенное значение поляризованности

$$P = n_0 p = n_0 ex. \quad (4.7)$$

Из (4.6) и (4.7) получим

$$n^2 = 1 + n_0 e x / (\epsilon_0 E). \quad (4.8)$$

Следовательно, задача сводится к определению смещения x электрона под действием внешнего поля E . Поле световой волны будем считать функцией частоты ω , т.е. изменяющимся по гармоническому закону: $E = E_0 \cos \omega t$.

Уравнение вынужденных колебаний электрона для простейшего случая (без учета силы сопротивления, обуславливающей поглощение энергии падающей волны) будет иметь вид

$$x'' + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m} \cos \omega t = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t, \quad (4.9)$$

где $F_0 = eE_0$ – амплитудное значение силы, действующей на электрон со стороны поля волны; $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ – собственная частота колебаний электрона; m – масса электрона. Решив уравнение (4.9), найдем $\epsilon = n^2$ в зависимости от констант атома (e , m , ω_0) и частоты ω внешнего поля, т.е. решим задачу дисперсии. Решение уравнения (4.9) можно записать в виде

$$x = A \cos \omega t, \quad (4.10)$$

где

$$A = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (4.11)$$

(в чем легко убедиться подстановкой). Подставляя (4.10) и (4.11) в (4.8), получим

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (4.12)$$

Если в веществе имеются различные заряды e_i , совершающие вынужденные колебания с различными собственными частотами ω_{0i} , то

$$n^2 = 1 + \frac{n_0}{\epsilon_0} \sum_i \frac{e_i^2 / m_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}, \quad (4.13)$$

где m_i – масса i -го заряда.

Из выражений (4.12) и (4.13) вытекает, что показатель преломления N зависит от частоты ω внешнего поля, т.е. полученные зависимости действительно подтверждают явление дисперсии света, хотя и при указанных выше допущениях, которые в дальнейшем надо устранить. Из выражений (4.12) и (4.13) следует, что в области от $\omega = 0$ до $\omega = \omega_0$ показатель преломления n^2 больше единицы и возрастает с увеличением ω (нормальная дисперсия); при $\omega = \omega_0$ $n^2 = \pm\infty$; в области от $\omega = \omega_0$ до $\omega = \infty$ показатель преломления n^2 меньше единицы и возрастает от $-\infty$ до 1 (нормальная дисперсия). Перейдя от n^2 к n , получим, что зависимость sn от ω будет иметь вид, представленный на рис. 47. Такое поведение n вблизи ω_0 – результат допущения того, что при колебаниях электронов отсутствуют силы сопротивления. Если принять в расчет и это обстоятельство, то график функции $n(\omega)$ вблизи ω_0 задается штриховой линией AB . Область AB – область аномальной дисперсии (n убывает при возрастании ω), остальные участки зависимости n от ω описывают нормальную дисперсию (n возрастает с возрастанием ω).

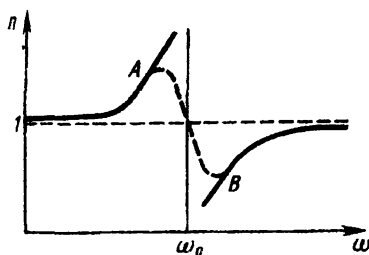


Рис. 47

Российскому физику Д. С. Рождественскому (1876 – 1940) принадлежит классическая работа по изучению аномальной дисперсии в парах натрия. Он разработал интерференционный метод для очень точного измерения показателя преломления паров и экспериментально показал, что формула (4.13) правильно характеризует зависимость N от ω , а также ввел в нее поправку, учитывающую квантовые свойства света

4.3. Поглощение (абсорбция) света

Поглощением (абсорбцией) света называется явление уменьшения энергии световой волны при ее распространении в веществе вследствие преобразования энергии волны в другие виды энергии. В результате поглощения интенсивность света при прохождении через вещество уменьшается. Поглощение света в веществе описывается законом французского ученого П. Бугера (1698 – 1758)):

$$I = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (4.14)$$

где I_0 и I – интенсивности плоской монохроматической световой волны на входе и выходе слоя поглощающего вещества толщиной x , α – коэффициент поглощения, зависящий от длины волны света, химической природы и состояния вещества и не зависящий от интенсивности света.

При $x = 1/\alpha$ интенсивность света I по сравнению с I_0 уменьшается в e раз.

Коэффициент поглощения зависит от длины волны λ (или частоты ω) и для различных веществ различен. Например, одноатомные газы и пары металлов (т.е. вещества, в которых атомы расположены на значительных расстояниях друг от друга и их можно считать изолированными) обладают близким к нулю коэффициентом поглощения и лишь для очень узких спектральных областей наблюдаются резкие максимумы (так называемый линейчатый спектр поглощения). Эти линии соответствуют частотам собственных колебаний электронов в атомах. Спектр поглощения молекул, определяемый колебаниями атомов в молекулах, характеризуется полосами поглощения.

Коэффициент поглощения для диэлектриков невелик (примерно 10^{-3} – 10^{-5} см $^{-1}$), однако у них наблюдается селективное (избирательное) поглощение света в определенных интервалах длин волн, когда α резко возрастает, и наблюдаются сравнительно широкие полосы поглощения, т.е. диэлектрики имеют сплошной спектр поглощения. Это связано с тем, что в диэлектриках нет свободных электронов и поглощение света обусловлено явлением резонанса при вынужденных колебаниях электронов в атомах и атомов в молекулах диэлектрика.

Коэффициент поглощения для металлов имеет большие значения (примерно 10^3 – 10^5 см $^{-1}$) и поэтому металлы являются непрозрачными для света. В металлах из-за наличия свободных электронов, движущихся

под действием электрического поля световой волны, возникают быстропеременные токи, сопровождающиеся выделением джоулевой теплоты. Поэтому энергия световой волны быстро уменьшается, превращаясь во внутреннюю энергию металла. Чем выше проводимость металла, тем сильнее в нем поглощение света.

На рис. 48 представлены типичные зависимости коэффициента поглощения α и показателя преломления n от длины волны λ в области полосы поглощения. Из рисунка следует, что внутри полосы поглощения наблюдается аномальная дисперсия (n убывает с уменьшением λ). Однако поглощение вещества должно быть значительным, чтобы повлиять на ход показателя преломления.

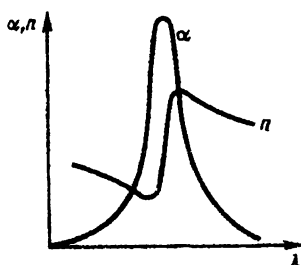


Рис. 48

Зависимостью коэффициента поглощения от длины волны объясняется окрашенность поглощающих тел. Например, стекло, слабо поглощающее красные и оранжевые лучи и сильно поглощающее зеленые и синие, при освещении белым светом будет казаться красным. Если на такое стекло направить зеленый и синий свет, то из-за сильного поглощения света этих длин волн стекло будет казаться черным. Это явление используется для изготовления светофильтров, которые в зависимости от химического состава (стекла с присадками различных солей, пленки из пластмасс, содержащие красители, растворы красителей и т. д.) пропускают свет только определенных длин волн, поглощая остальные. Разнообразие пределов селективного поглощения у различных веществ объясняет разнообразие и богатство цветов и красок, наблюдающееся в окружающем мире.

Явление поглощения широко используется в абсорбционном спектральном анализе смеси газов, основанном на измерениях спектров частот и интенсивностей линий (полос) поглощения. Структура спектров поглощения определяется составом и строением молекул, поэтому

изучение спектров поглощения является одним из основных методов количественного и качественного исследования веществ.

4.4. Эффект Доплера

Эффект Доплера в акустике объясняется тем, что частота колебаний, воспринимаемых приемником, определяется скоростями движения источника колебаний и приемника относительно среды, в которой происходит распространение звуковых волн. Эффект Доплера наблюдается также и при движении относительно друг друга источника и приемника электромагнитных волн. Так как особой среды, служащей носителем электромагнитных волн, не существует, то частота световых волн, воспринимаемых приемником (наблюдателем), определяется только относительной скоростью источника и приемника (наблюдателя). Закономерности эффекта Доплера для электромагнитных волн устанавливаются на основе специальной теории относительности.

Согласно принципу относительности Эйнштейна уравнение световой волны во всех инерциальных системах отсчета одинаково по форме. Используя преобразования Лоренца, можно получить уравнение волны, посылаемой источником, в направлении приемника в другой инерциальной системе отсчета, а следовательно, и связать частоты световых волн, излучаемых источником ν_0 и воспринимаемых приемником ν . Теория относительности приводит к следующей формуле, описывающей эффект Доплера для электромагнитных волн в вакууме:

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 + (v/c) \cos \theta} = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \beta \cos \theta}, \quad (4.15)$$

где v – скорость источника света относительно приемника; c – скорость света в вакууме, $\beta = v/c$; θ – угол между вектором скорости v и направлением наблюдения, измеряемый в системе отсчета, связанной с наблюдателем. Из выражения (4.15) следует, что при $\theta = 0$

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - v/c}}{\sqrt{1 + (v/c)}} = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - \beta}}{\sqrt{1 + \beta}}. \quad (4.16)$$

Формула (4.16) определяет так называемый продольный эффект Доплера, наблюдаемый при движении приемника вдоль линии, соединяющей его с источником. При малых относительных скоростях v ($v \ll$

с), раскладывая (4.16) в ряд по степеням β и пренебрегая членом порядка β^2 , получим

$$\nu = \nu_0(1 - \beta) = \nu_0(1 - v/c). \quad (4.17)$$

Следовательно, при удалении источника и приемника друг от друга (при их положительной относительной скорости) наблюдается сдвиг в более длинноволновую область ($v < v_0, \lambda > \lambda_0$) – так называемое красное смещение. При сближении же источника и приемника (при их отрицательной относительной скорости) наблюдается сдвиг в более коротковолновую область ($v > v_0, \lambda < \lambda_0$) – так называемое фиолетовое смещение

$$v = v_0 \sqrt{1 - v^2/c^2} = v_0 \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (4.18)$$

Формула (4.18) определяет так называемый поперечный эффект Доплера, наблюдаемый при движении приемника перпендикулярно линии, соединяющей его с источником.

Из выражения (4.18) следует, что поперечный эффект Доплера зависит от β^2 , т.е. при малых β является эффектом второго порядка малости по сравнению с продольным эффектом, зависящим от β (4.17). Поэтому обнаружение поперечного эффекта Доплера связано с большими трудностями. Поперечный эффект, хотя и много меньше продольного, имеет принципиальное значение, так как не наблюдается в акустике (при $v \ll c$ из (4.18) следует, что $v = v_0$), и является, следовательно, релятивистским эффектом. Он связан с замедлением течения времени движущегося наблюдателя. Экспериментальное обнаружение поперечного эффекта Доплера явилось еще одним подтверждением справедливости теории относительности; он был обнаружен в 1938 г. в опытах американского физика Г. Айвса.

Продольный эффект Доплера был впервые обнаружен в 1900 г. в лабораторных условиях русским астрофизиком А. А. Белопольским (1854 – 1934) и повторен в 1907 г. русским физиком Б. Б. Голицыным (1862 – 1919). Продольный эффект Доплера используется при исследовании атомов, молекул, а также космических тел, так как по смещению частоты световых колебаний, которое проявляется в виде смещения или уширения спектральных линий, определяется характер движения излучающих частиц или излучающих тел. Эффект Доплера получил широкое

распространение в радиотехнике и радиолокации, например в радиолокационных измерениях расстояний до движущихся объектов.

4.5. Излучение Вавилова – Черенкова

Российский физик П. А. Черенков (1904 – 1990), работавший под руководством С. И. Вавилова – российского физика (1891 – 1951), показал, что при движении релятивистских заряженных частиц в среде с постоянной скоростью v , превышающей фазовую скорость света в этой среде, т.е. при условии $v > c/n$ (n – показатель преломления среды), возникает электромагнитное излучение, названное впоследствии излучением (эффектом) Вавилова – Черенкова. Природа данного излучения, обнаруженного для разнообразных веществ, в том числе и для чистых жидкостей, подробно изучалась С. И. Вавиловым. Он показал, что данное свечение не является люминесценцией, как считалось ранее, и высказал предположение, что оно связано с движением свободных электронов сквозь вещество.

Излучение Вавилова – Черенкова в 1937 г. было теоретически объяснено российскими учеными И. Е. Таммом (1895 – 1971) и И. М. Франком (1908 – 1990) (Черенков, Тамм и Франк в 1958 г. удостоены Нобелевской премии).

Согласно электромагнитной теории заряженная частица (например, электрон) излучает электромагнитные волны лишь при движении с ускорением. Тамм и Франк показали, что это утверждение справедливо только до тех пор, пока скорость заряженной частицы не превышает фазовой скорости c/n электромагнитных волн в среде, в которой частица движется. Если частица обладает скоростью $v > c/n$, то, даже двигаясь равномерно, она будет излучать электромагнитные волны. Таким образом, согласно теории Тамма и Франка электрон, движущийся в прозрачной среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света в данной среде, должен сам излучать свет.

Отличительной особенностью излучения Вавилова – Черенкова является его распространение не по всем направлениям, а лишь по направлениям, составляющим острый угол θ с траекторией частицы, т.е. вдоль образующих конуса, ось которого совпадает с направлением скорости частицы. Определим угол θ :

$$\cos\theta = (c/n)/v = c/(nv). \quad (4.19)$$

Возникновение излучения Вавилова – Черенкова и его направ-

ленность истолкованы Франком и Таммом на основе представлений об интерференции света с использованием принципа Гюйгенса.

На основе излучения Вавилова – Черенкова разработаны широко используемые экспериментальные методы для регистрации частиц высоких энергий и определения их свойств (направление движения, величина и знак заряда, энергия). Счетчики для регистрации заряженных частиц, в которых используется излучение Вавилова – Черенкова, получили название черенковских счетчиков. В этих счетчиках частица регистрируется практически мгновенно (при движении заряженной частицы в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света в данной среде, возникает световая вспышка, преобразуемая с помощью фотоэлектронного умножителя в импульс тока). Это позволило в 1955 г. итальянскому физiku Э. Сегре (1905 – 1989) открыть в черенковском счетчике короткоживущую античастицу – антипротон.

*Э. Сегре
вектор*

5. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

5.1. Естественный и поляризованный свет

Следствием теории Максвелла является поперечность световых волн: векторы напряженностей электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{H}$ полей волны взаимно перпендикулярны и колеблются перпендикулярно вектору скорости $\vec{v}$ распространения волны (перпендикулярно лучу). Поэтому для описания закономерностей поляризации света достаточно знать поведение лишь одного из векторов. Обычно все рассуждения ведутся относительно светового вектора – вектора напряженности

электрического поля $\vec{E}$ (это название обусловлено тем, что при действии света на вещество основное значение имеет электрическая составляющая поля волны, действующая на электроны в атомах вещества).

Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов. Атомы же излучают световые волны независимо друг от друга, поэтому световая волна, излучаемая телом в целом, характеризуется всевозможными равновероятными колебаниями светового вектора (рис. 49, а; луч перпендикулярен плоскости рисунка). В данном случае равномерное распределение векторов $\vec{E}$ объясняется большим числом атомарных излучателей, а равенство амплитудных значений

векторов $\vec{E}$ – одинаковой (в среднем) интенсивностью излучения каждого из атомов. Свет со всевозможными равновероятными ориентациями вектора $\vec{E}$ (и, следовательно, $\vec{H}$) называется естественным.

Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-то образом упорядочены, называется **поляризованным**. Так, если в результате каких-либо внешних воздействий появляется преимущественное (но не исключительное!) направление колебаний вектора $\vec{E}$ (рис. 49,б), то имеем дело с частично поляризованным светом. Свет, в котором вектор $\vec{E}$ (и, следовательно, $\vec{H}$) колеблется только в одном направлении, перпендикулярном лучу (рис. 49,в), называется плоскополяризованным (линейно поляризованным).

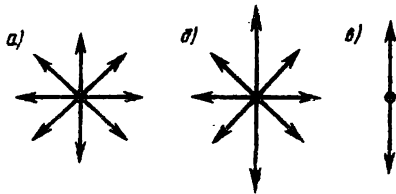


Рис. 49

Плоскость, проходящая через направление колебаний светового вектора плоскополяризованной волны, и направление распространения этой волны, называется **плоскостью поляризации**. Плоскополяризованный свет является предельным случаем эллиптически поляризованного света – света, для которого вектор $\vec{E}$ (вектор $\vec{H}$) изменяется со временем так, что его конец описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной лучу. Если эллипс поляризации вырождается в прямую (при разности фаз φ , равной нулю или π), то имеем дело с рассмотренным выше плоскополяризованным светом, если в окружность (при $\varphi = \pm\pi/2$ и равенстве амплитуд складываемых волн), то имеем дело с циркулярно поляризованным (поляризованным по кругу) светом.

Степенью поляризации называется величина

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$

где $I_{\max}$ и $I_{\min}$ – соответственно максимальная и минимальная интенсивности частично поляризованного света, пропускаемого анализатором. Для естественного света $I_{\max} = I_{\min}$ и $P = 0$; для плоскополяризованного $I_{\min} = 0$ и $P = 1$.

Естественный свет можно преобразовать в плоскополяризованный, используя так называемые поляризаторы, пропускающие колебания только определенного направления (например, пропускающие колебания, параллельные главной плоскости поляризатора, и полностью задерживающие колебания, перпендикулярные этой плоскости). В качестве поляризаторов могут быть использованы среды, анизотропные в отношении колебаний вектора $\vec{E}$, например кристаллы. Из природных кристаллов, давно используемых в качестве поляризатора, следует отметить турмалин.

Рассмотрим классические опыты с турмалином (рис. 50). Направим естественный свет перпендикулярно пластинке турмалина T_1 , вырезанной параллельно так называемой оптической оси OO . Вращая кристалл T_1 вокруг направления луча, никаких изменений интенсивности прошедшего через турмалин света не наблюдаем. Если на пути луча поставить вторую пластинку турмалина T_2 и вращать ее вокруг направления луча, то интенсивность света, прошедшего через пластинки, меняется в зависимости от угла α между оптическими осями кристаллов по закону французского физика Э. Малюса (1775 – 1812):

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (5.1)$$

где I_0 и I – соответственно интенсивность света, падающего на второй кристалл и вышедшего из него. Следовательно, интенсивность прошедшего через пластинки света изменяется от минимума (полное гашение света) при $\alpha = \pi/2$ (оптические оси пластинок перпендикулярны) до максимума при $\alpha = 0$ (оптические оси пластинок параллельны). Однако, как это следует из рис. 51, амплитуда световых колебаний E , прошедших через пластинку T_2 , будет меньше амплитуды световых колебаний E_0 , падающих на пластинку T_3 : $E = E_0 \cos^2 \alpha$. Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, то и получается выражение (5.1).

Результаты опытов с кристаллами турмалина объясняются довольно просто, если исходить из изложенных выше условий пропускания света поляризатором. Первая пластинка турмалина пропускает коле-

бания только определенного направления (на рис. 50 это направление показано стрелкой AB) т.е. преобразует естественный свет в плоскополяризованный. Вторая же пластинка турмалина в зависимости от ее ориентации из поляризованного света пропускает большую или меньшую его часть, которая соответствует компоненту E , параллельному оси второго турмалина. На рис. 50 обе пластинки расположены так, что на-

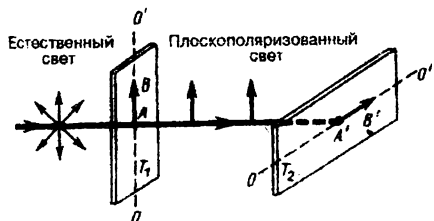


Рис. 50

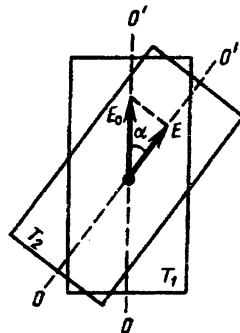


Рис. 51

правления пропускаемых ими колебаний AB и $A'B'$ перпендикулярны друг другу. В данном случае T_1 пропускает колебания, направленные по AB , а T_2 их полностью гасит, т.е. за вторую пластинку турмалина свет не проходит. Пластинка T_1 , преобразующая естественный свет в плоскополяризованный, является поляризатором. Пластинка T_2 , служащая для анализа степени поляризации света, называется анализатором. Обе пластинки совершенно одинаковы (их можно поменять местами).

Если пропустить естественный свет через два поляризатора (рис. 52), главные плоскости которых образуют угол α , то из первого выйдет

плоскополяризованный свет, интенсивность которого $I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}$, из вто-

рого согласно (5.1) выйдет свет интенсивностью $I = I_0 \cos^2 \alpha$. Следовательно, интенсивность света, прошедшего через два поляризатора,

$I = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} \cos^2 \alpha$, откуда $I_{\text{max}} = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}$ (поляризаторы параллельны)

и $I_{\text{min}} = 0$ (поляризаторы скрещены).

Если естественный свет падает на границу раздела двух диэлектриков (например, воздуха и стекла), то часть его отражается, а часть

преломляется и распространяется во второй среде. Устанавливая на пути отраженного и преломленного лучей анализатор (например, турмалин), убеждаемся в том, что отраженный и преломленный лучи частично поляризованы: при поворачивании анализатора вокруг лучей интенсивность света периодически усиливается и ослабевает (полного гашения не наблюдается!). Дальнейшие исследования показали, что в отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения (на рис. 52 они обозначены точками), в преломленном – колебания, параллельные плоскости падения (изображены стрелками).

Степень поляризации (степень выделения световых волн с определенной ориентацией электрического (и магнитного) вектора) зависит от угла падения лучей и показателя преломления. Шотландский физик Д. Брюстер (1781 – 1868) установил закон, согласно которому при угле падения i_B (угол Брюстера) определяется соотношением $\operatorname{tg} i_B = n_{21}$ (n_{21} – показатель преломления второй среды относительно первой), отраженный луч является плоскополяризованным (содержит только колебания, перпендикулярные плоскости падения) (рис. 53). Преломленный же луч при угле падения i_B поляризуется максимально, но не полностью.

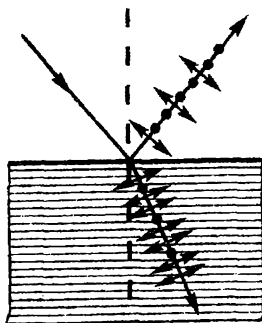


Рис. 52

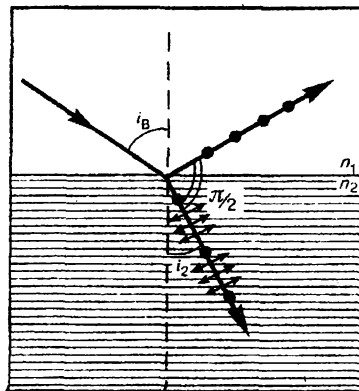


Рис. 53

Если свет падает на границу раздела под углом Брюстера, то отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны ($\operatorname{tg} i_B = \sin i_B / \cos i_B$, $n_{21} = \sin i_B / \sin i_2$ (i_2 – угол преломления), откуда $\cos i_B = \sin i_2$). Следовательно, $i_B + i_2 = \pi/2$, но $i = i_B$ (закон отражения), поэтому $i + i_2 = \pi/2$.

Степень поляризации отраженного и преломленного света при различных углах падения можно рассчитать из уравнений Максвелла, если учесть граничные условия для электромагнитного поля на границе раздела двух изотропных диэлектриков (так называемые формулы Френеля).

Степень поляризации преломленного света может быть значительно повышена (многократным преломлением при условии падения света каждый раз на границу раздела под углом Брюстера). Если, например, для стекла ($n = 1,53$) степень поляризации преломленного луча составляет $\approx 15\%$, то после преломления на 8 – 10 наложенных друг на друга стеклянных пластинок вышедший из такой системы свет будет практически полностью поляризованным. Такая совокупность пластинок называется стопой. Стопа может служить для анализа поляризованного света как при его отражении, так и при его преломлении.

5.2. Двойное лучепреломление

Все прозрачные кристаллы (кроме кристаллов кубической системы, которые оптически изотропны) обладают способностью **двойного**

лучепреломления, т.е. раздваивания каждого падающего на них светового пучка. Это явление, в 1669 г. впервые обнаруженное датским ученым Э. Бартолином (1625 – 1698) для исландского шпата (разновидность кальцита CaCO_3), объясняется особенностями распространения света в анизотропных средах и непосредственно вытекает из уравнений Максвелла.

Если на толстый кристалл исландского шпата направить узкий пучок света, то из кристалла выйдут два пространственно разделенных луча, параллельных друг другу и падающему лучу (рис. 54). Даже в том случае, когда первичный пучок падает на кристалл нормально, преломленный пучок разделяется на два, причем один из них является продолжением первичного, а второй отклоняется (рис. 55). Второй из этих лучей получил название необыкновенного (е), а первый – обыкновенного (о).

В кристалле исландского шпата имеется единственное направление, вдоль которого двойное лучепреломление не наблюдается. Направление в оптически анизотропном кристалле, по которому луч света распространяется, не испытывая двойного лучепреломления, называется оптической осью кристалла. В данном случае речь идет именно о

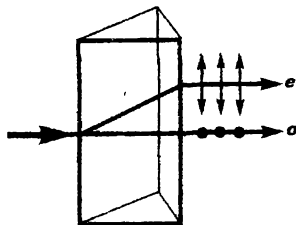


Рис. 54

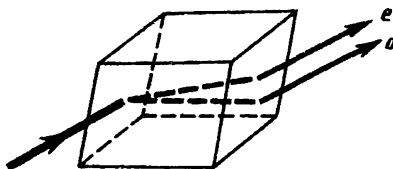


Рис. 55

направлении, а не о прямой линии, проходящей через какую-то точку кристалла. Любая прямая, проходящая параллельно данному направлению, является оптической осью кристалла. Кристаллы в зависимости от типа их симметрии бывают одноосные и двуосные, т.е. имеют одну или две оптические оси (к первым и относится исландский шпат).

Исследования показывают, что вышедшие из кристалла лучи плоскополяризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Плоскость, проходящая через направление луча света и оптическую ось кристалла, называется главной плоскостью (или главным сечением кристалла). Колебания светового вектора (вектора напряженности $\vec{E}$ электри-

ческого поля) в обыкновенном луче происходят перпендикулярно главной плоскости, в необыкновенном – в главной плоскости (рис. 55).

Неодинаковое преломление обыкновенного и необыкновенного лучей указывает на различие для них показателей преломления. Очевидно, что при любом направлении обыкновенного луча колебания светового вектора перпендикулярны оптической оси кристалла, поэтому обыкновенный луч распространяется по всем направлениям с одинаковой скоростью и, следовательно, показатель преломления n_o для него есть величина постоянная. Для необыкновенного же луча угол между направлением колебаний светового вектора и оптической осью отличается от прямого и зависит от направления луча, поэтому необыкновенные лучи распространяются по различным направлениям с разными скоростями. Следовательно, показатель преломления n_e необыкновенного луча является переменной величиной, зависящей от направления луча. Таким образом, обыкновенный луч подчиняется закону преломления (отсюда и название “обыкновенный”), а для необыкновенного луча этот закон не выполняется. После выхода из кристалла, если не принимать во внимание поляризацию во взаимно перпендикулярных плоскостях, эти два луча ничем друг от друга не отличаются.

Как уже рассматривалось, обыкновенные лучи распространяются в кристалле по всем направлениям с одинаковой скоростью $v_o = c/n_o$, а необыкновенные – с разной скоростью $v_e = c/n_e$ (в зависимости от угла между вектором $\vec{E}$ и оптической осью). Для луча, распространяющегося вдоль оптической оси, $n_o = n_e$, $v_o = v_e$ т.е. вдоль оптической оси существует только одна скорость распространения света. Различие в v_e и v_o для всех направлений, кроме направления оптической оси, и обуславливает явление двойного лучепреломления света в одноосных кристаллах.

Допустим, что в точке S внутри одноосного кристалла находится точечный источник света. На рис. 56 показано распространение обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле (главная плоскость совпадает с плоскостью чертежа, OO' – направление оптической оси). Волновой поверхностью обыкновенного луча (он распространяется с $v_o = \text{const}$) является сфера, необыкновенного луча ($v_e \neq \text{const}$) – эллипсоид вращения. Наибольшее расхождение волновых поверхностей обыкновенного и необыкновенного лучей наблюдается в направлении,

перпендикулярном оптической оси. Эллипсоид и сфера касаются друг друга в точках их пересечения с оптической осью OO' . Если $V_o > V_e$ ($n_o < n_e$) то эллипсоид необыкновенного луча вписан в сферу обыкновенного луча (эллипсоид скоростей вытянут относительно оптической оси) и одноосный кристалл называется положительным (рис. 56, а). Если $V_o < V_e$ ($n_o > n_e$), то эллипсоид описан вокруг сферы (эллипсоид скоростей растянут в направлении, перпендикулярном оптической оси) и одноосный кристалл называется отрицательным (рис. 56, б). Рассмотренный выше исландский шпат относится к отрицательным кристаллам.

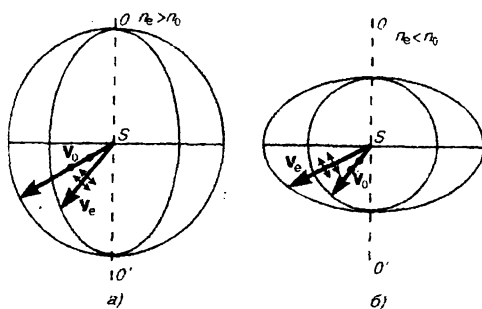


Рис. 56

В качестве примера построения обыкновенного и необыкновенного лучей рассмотрим преломление плоской волны на границе анизотропной среды, например положительной (рис. 57). Пусть свет падает нормально к преломляющей грани кристалла, а оптическая ось OO' составляет с ней некоторый угол. С центрами в точках A и B построим сферические волновые поверхности, соответствующие обыкновенному лучу, и эллипсоидальные, соответствующие необыкновенному лучу. В точке, лежащей на OO' , эти поверхности соприкасаются. Согласно принципу Гюйгенса поверхность, касательная к сферам, будет фронтом ($a - a$) обыкновенной волны, поверхность, касательная к эллипсоидам, – фронтом ($b - b$) необыкновенной волны. Проведя к точкам касания прямые, получим направления распространения обыкновенного (o) и необыкновенного (e) лучей. Таким образом, в данном случае обыкновенный луч пойдет вдоль первоначального направления, необыкновенный же отклонится от первоначального направления.

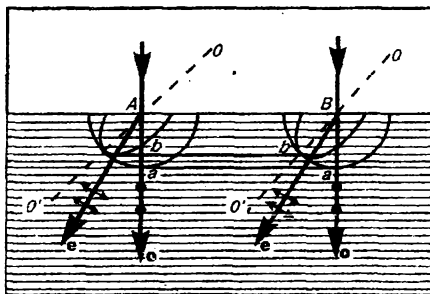


Рис. 57

Явление двойного лучепреломления лежит в основе работы поляризационных приспособлений, служащих для получения поляризованного света. Наиболее часто для этого применяются призмы и поляроиды. Призмы делятся на два класса:

1) призмы, дающие только плоскополяризованный луч (поляризационные призмы);

2) призмы, дающие два поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях луча (двойкопреломляющие призмы).

Поляризационные призмы построены по принципу полного отражения одного из лучей (например, обыкновенного) от границы раздела, в то время как другой луч с другим показателем преломления проходит через эту границу. Типичным представителем поляризационных призм является призма Николя (У. Николь – шотландский ученый (1768 – 1851)), называемая часто николем. Призма Николя (рис. 58) представляет собой двойную призму из исландского шпата, склеенную вдоль линии AB канадским бальзамом с $n = 1,55$. Оптическая ось OO' призмы составляет с входной гранью угол 48° . На передней грани призмы естественный луч, параллельный ребру CB , раздваивается на два луча: обыкновенный ($n_o = 1,66$) и необыкновенный ($n_e = 1,51$). При соответствующем подборе угла падения, равного или большего предельного, обыкновенный луч испытывает полное отражение (канадский бальзам для него является средой оптически менее плотной), а затем поглощается зачерненной боковой поверхностью CB . Необыкновенный луч выходит из кристалла параллельно падающему лучу, незначительно смещенному относительно него (ввиду преломления на наклонных гранях AC и BD).

Двойкопреломляющие призмы используют различие в показате-

лях преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, чтобы развести их возможно дальше друг от друга. Примером двоякопреломляющих призм могут служить призмы из исландского шпата и стекла, призмы, составленные из двух призм из исландского шпата со взаимно перпендикулярными оптическими осями. Для первых призм (рис. 59) обыкновенный луч преломляется в шпате и стекле два раза и, следовательно, сильно отклоняется, необыкновенный же луч при соответствующем подборе показателя преломления стекла n ($n \approx n_e$) проходит призму почти без отклонения. Для вторых призм различие в ориентировке оптических осей влияет на угол расхождения между обыкновенным и необыкновенным лучами.

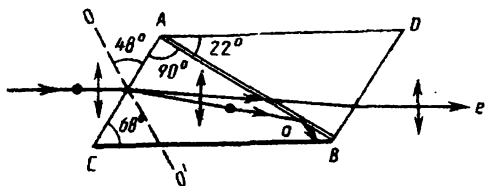


Рис. 58

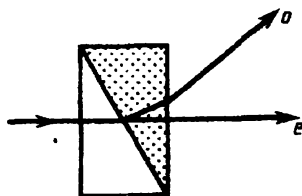


Рис. 59

Двоякопреломляющие кристаллы обладают свойством **дихроизма**, т.е. различного поглощения света в зависимости от ориентации электрического вектора световой волны, и называются дихроичными кристаллами. Примером сильно дихроичного кристалла является турмалин, в котором из-за сильного селективного поглощения обыкновенного луча уже при толщине пластины 1 мм из нее выходит только необыкновенный луч. Такое различие в поглощении, зависящее, кроме того, от длины волны, приводит к тому, что при освещении дихроичного кристалла белым светом кристалл по разным направлениям оказывается различно окрашенным.

Дихроичные кристаллы приобрели еще более важное значение в связи с изобретением поляроидов. Примером поляроида может служить тонкая пленка из целлулоида, в которую вкраплены кристаллики герпатита (серноислого иод-хинина). Герпатит – двоякопреломляющее вещество с очень сильно выраженным дихроизмом в области видимого света. Установлено, что такая пленка уже при толщине $\approx 0,1$ мм полностью поглощает обыкновенные лучи видимой области спектра, являясь в таком тонком слое совершенным поляризатором. Преимущество поляроидов перед призмами – возможность изготавливать их с площадями поверхностей до нескольких квадратных метров. Однако

степень поляризации в них сильнее зависит от λ , чем в призмах. Кроме того, их меньшая по сравнению с призмами прозрачность (приблизительно 30%) в сочетании с небольшой термостойкостью не позволяет использовать поляроиды в мощных световых потоках. Поляроиды применяются, например, для защиты от ослепляющего действия солнечных лучей и фар встречного автотранспорта.

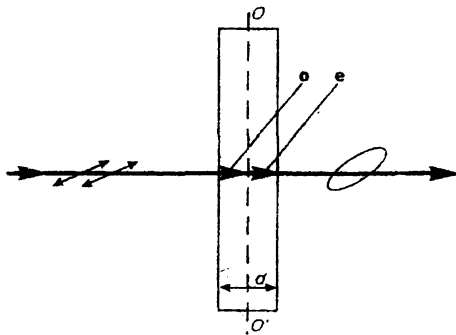
Разные кристаллы создают различное по значению и направлению двойное лучепреломление, поэтому, пропуская через них поляризованный свет и измеряя изменение его интенсивности после прохождения кристаллов, можно определить их оптические характеристики и проводить минералогический анализ. Для этой цели используются поляризационные микроскопы.

5.3. Анализ поляризованного света

Пусть на кристаллическую пластинку, вырезанную параллельно оптической оси, нормально падает плоскополяризованный свет (рис. 60). Внутри пластинки он разбивается на обыкновенный (о) и необыкновенный (е) лучи, которые в кристалле пространственно не разделены (но движутся с разными скоростями), а на выходе из кристалла складываются.

Рис. 60

Так как в обыкновенном и необыкновенном лучах колебания светового вектора совершаются во взаимно перпендикулярных направлениях, то на выходе из пластины в результате сложения этих колебаний возникают световые волны, вектор $\vec{E}$ (а следовательно, и $\vec{H}$) в которых меняется со временем так, что его конец описывает эллипс,



ориентированный произвольно относительно координатных осей. Урав-

нение этого эллипса имеет вид

$$\frac{x^2}{E_o^2} - \frac{2xy}{E_o E_e} \cos \varphi + \frac{y^2}{E_e^2} = \sin^2 \varphi, \quad (5.2)$$

где E_o и E_e – соответственно составляющие напряженности электрического поля волны в обыкновенном и необыкновенном лучах; φ – разность фаз колебаний. Таким образом, в результате прохождения через кристаллическую пластинку плоскополяризованный свет превращается в эллиптически поляризованный.

Между обыкновенным и необыкновенным лучами в пластинке возникает оптическая разность хода $\Delta = (n_o - n_e) d$, или разность фаз

$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_o - n_e) d$, где d – толщина пластинки; λ_0 – длина волны света в вакууме.

Если $\Delta = (n_o - n_e) d = \lambda/4$, $\varphi = \pm \pi/2$, то уравнение (5.2) примет вид

$$\frac{x^2}{E_o^2} + \frac{y^2}{E_e^2} = 1,$$

т.е. эллипс ориентирован относительно главных осей кристалла. При $E_o = E_e$ (если световой вектор в падающем на пластинку плоскополяризованном свете составляет угол $\alpha = 45^\circ$ с направлением оптической оси пластинки)

$$x^2 + y^2 = E_o^2,$$

т.е. на выходе из пластинки свет оказывается циркулярно поляризованным.

Вырезанная параллельно оптической оси пластинка, для которой оптическая разность хода

$$\Delta = (n_o - n_e) d = \pm \left(m + \frac{1}{4} \right) \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

называется пластинкой в четверть волны (пластинкой $\lambda/4$). Знак плюс соответствует отрицательным кристаллам, минус – положительным. Плоскополяризованный свет, пройдя пластинку $\lambda/4$, на выходе превраща-

ется в эллиптически поляризованный (в частном случае циркулярно поляризованный). Конечный результат, как уже рассматривали, определяется разностью фаз φ и углом α . Пластинка, для которой

$$\Delta = (n_o - n_e)d = \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

называется пластинкой в полволны и т. д.

В циркулярно поляризованном свете разность фаз φ между любыми двумя взаимно перпендикулярными колебаниями равна $\pm \pi/2$. Если на пути такого света поставить пластинку $\lambda/4$, то она внесет дополнительную разность фаз $\pm \pi/2$. Результирующая разность фаз станет равной 0 или π . Следовательно (см. (5.2)), циркулярно поляризованный свет, пройдя пластинку $\lambda/4$, становится плоскополяризованным. Если теперь на пути луча поставить поляризатор, то можно добиться полного его гашения. Если же падающий свет естественный, то он при прохождении пластинки $\lambda/4$ таковым и останется (ни при каком положении пластинки и поляризатора погашения луча не достичь).

Таким образом, если при вращении поляризатора при любом положении пластинки интенсивность не меняется, то падающий свет естественный. Если интенсивность меняется и можно достичь полного гашения луча, то падающий свет циркулярно поляризованный. Если полного гашения не достичь, то падающий свет представляет смесь естественного и циркулярно поляризованного.

Если на пути эллиптически поляризованного света поместить пластинку $\lambda/4$, оптическая ось которой ориентирована параллельно одной из осей эллипса, то она внесет дополнительную разность фаз $\pm \pi/2$. Результирующая разность фаз станет равной нулю или π . Следовательно, эллиптически поляризованный свет, пройдя пластинку $\lambda/4$, повернутую определенным образом, превращается в плоскополяризованный и может быть погашен поворотом поляризатора. Этим методом можно отличить эллиптически поляризованный свет от частично поляризованного или циркулярно поляризованный свет от естественного.

5.4. Искусственная оптическая анизотропия

Двойное лучепреломление имеет место в естественных анизотропных средах. Существуют, однако, различные способы получения **искус-**

ственной оптической анизотропии, т.е. сообщения оптической анизотропии естественно изотропным веществам.

Оптически изотропные вещества становятся оптически анизотропными под действием:

1) одностороннего сжатия или растяжения (кристаллы кубической системы, стекла и др.);

2) электрического поля – эффект Керра (Д. Керр – шотландский физик (1824 – 1904) (жидкости, аморфные тела, газы);

3) магнитного поля (жидкости, стекла, коллоиды).

В перечисленных случаях вещество приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого совпадает с направлением деформации электрического или магнитного полей соответственно указанным выше воздействиям.

Мерой возникающей оптической анизотропии служит разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в направлении, перпендикулярном оптической оси:

$$\begin{aligned}n_o - n_e &= k_1 \sigma \quad (\text{в случае деформации}); \\n_o - n_e &= k_2 E^2 \quad (\text{в случае электрического поля}); \\n_o - n_e &= k_3 H^2 \quad (\text{в случае магнитного поля}),\end{aligned} \quad (5.3)$$

где k_1, k_2, k_3 – постоянные, характеризующие вещество; σ – нормальное напряжение; E и H – соответственно напряженность электрического и магнитного полей.

На рис. 61 приведена схема установки для наблюдения эффекта Керра в жидкостях (установки для изучения рассмотренных явлений однотипны). Ячейка Керра – кювета с жидкостью (например, нитробензолом), в которую введены пластины конденсатора, помещается между скрещенными поляризатором P и анализатором A . При отсутствии электрического поля свет через систему не проходит. При наложении электрического поля жидкость становится двоякопреломляющей; при изменении разности потенциалов между электродами меняется степень анизотропии вещества, а следовательно, и интенсивность света, прошедшего через анализатор. На пути l между обыкновенным и необыкновенным лучами возникает оптическая разность хода

$$\Delta = l(n_o - n_e) = k_2 l E^2$$

(с учетом формулы (5.3)) или соответственно разность фаз

$$\varphi = 2\pi \Delta / \lambda = 2\pi B l E^2,$$

где $B = k_2 / \lambda$ – постоянная Керра.

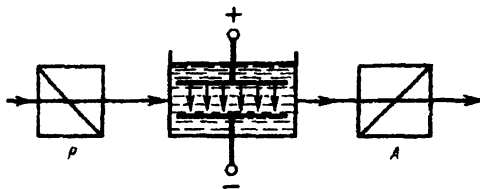


Рис. 61

Эффект Керра – оптическая анизотропия веществ под действием электрического поля – объясняется различной поляризуемостью молекул жидкости по разным направлениям. Это явление практически безынерционно, т.е. время перехода вещества из изотропного состояния в анизотропное при включении поля (и обратно) составляет приблизительно 10^{-10} с. Поэтому ячейка Керра служит идеальным световым затвором и применяется в быстропротекающих процессах (звукозапись, воспроизводство звука, скоростная фото- и киносъемка, изучение скорости распространения света и т.д.), в оптической локации, в оптической телефонии и т.д.

Искусственная анизотропия под действием механических воздействий позволяет исследовать напряжения, возникающие в прозрачных телах. В данном случае о степени деформации отдельных участков изделия (например, остаточных деформаций в стекле при закалке) судят по распределению в нем окраски. Так как применяемые обычно в технике материалы (металлы) непрозрачны, то исследование напряжений проводят на прозрачных моделях, а потом делают соответствующий пересчет на проектируемую конструкцию.

5.5. Вращение плоскости поляризации

Некоторые вещества (например, твердые тела – кварц, сахар, киноварь; жидкости – водный раствор сахара, винная кислота, скипидар), называемые **оптически активными**, обладают способностью вращать плоскость поляризации. Вращение плоскости поляризации можно наблюдать на следующем опыте (рис. 62). Если между скрещенными поляризатором P и анализатором A , дающими темное поле зрения, поместить оптически активное вещество (например, кювету с раствором саха-

ра), то поле зрения анализатора просветляется. При повороте анализатора на некоторый угол φ можно вновь получить темное поле зрения. Угол φ и есть угол, на который оптически активное вещество поворачивает плоскость поляризации света, прошедшего через поляризатор. Так как поворотом анализатора можно получить темное поле зрения, то свет, прошедший через оптически активное вещество, является плоскополяризованным.

Опыт показывает, что угол поворота плоскости поляризации для оптически активных кристаллов и чистых жидкостей

$$\varphi = \alpha d,$$

для оптически активных растворов

$$\varphi = [\alpha] C d,$$

с - концентрация (5.4) ра-рств

где d – расстояние, пройденное светом в оптически активном веществе; α ($[\alpha]$) – так называемое удельное вращение, численно равное углу поворота плоскости поляризации света слоем оптически активно-

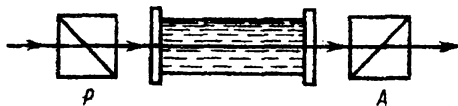


Рис. 62

го вещества единичной толщины (единичной концентрации – для растворов); C – массовая концентрация оптически активного вещества в растворе, кг/м³. Удельное вращение зависит от природы вещества, температуры и длины волны света в вакууме.

Опыт показывает, что все вещества, оптически активные в жидком состоянии, обладают таким же свойством и в кристаллическом состоянии. Однако если вещества активны в кристаллическом состоянии, то не всегда активны в жидком (например, расплавленный кварц). Следовательно, оптическая активность обуславливается как строением молекул вещества (их асимметрией), так и особенностями расположения частиц в кристаллической решетке.

Оптически активные вещества в зависимости от направления вращения плоскости поляризации разделяются на право- и левовращающие. В первом случае плоскость поляризации, если смотреть навстречу лучу, вращается вправо (по часовой стрелке), во втором – влево (против часовой стрелки). Вращение плоскости поляризации объяснено О. Френелем (1817 г.). Согласно теорий Френеля скорость распростране-

ния света в оптически активных веществах различна для лучей, поляризованных по кругу вправо и влево.

Явление вращения плоскости поляризации и, в частности, формула (5.4) лежат в основе точного метода определения концентрации растворов оптически активных веществ, называемого поляризиметрией (сахариметрией). Для этого используется установка, схема которой показана на рис. 62. По найденному углу поворота плоскости поляризации φ и известному значению $[\alpha]$ из (5.4) находится концентрация растворенного вещества.

Впоследствии М. Фарадеем было обнаружено вращение плоскости поляризации в оптически неактивных телах, возникающее под действием магнитного поля. Это явление получило название эффекта Фарадея (или магнитного вращения плоскости поляризации). Оно имело огромное значение для науки, так как было первым явлением, в котором обнаружилась связь между оптическими и электромагнитными процессами.

ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ

1. Составьте логическую схему базы знаний по теме юниты.

2. Заполните таблицу, учитывая аналогии между фотометрическими физическими величинами.

Фотометрические физические величины			
энергетические		световые	
Обозначение	Единицы измерения	Обозначение	Единицы измерения

3. Расставьте хронологически персоналии, приведенные в тексте. Укажите их вклад в развитие оптики.

4. Заполните таблицу.

Характеристики изображений в линзах в зависимости от расстояния a от предмета до линзы.

Тип линзы								
собирающая					рассеивающая			
Предмет	Изображение				Изображение			
Расстояние от линзы a	Расстояние от линзы b	Тип	Ориентация	Относительный размер	Расстояние от линзы b	Тип	Ориентация	Относительный размер
$a > 2f$	$f < b < 2f$					Мнимое		
$a = 2f$		Действительное					Прямое	
$f < a < 2f$			Перевернутое					Уменьшенное
$a = f$	$F = \pm \infty$				$b < f$			
$a < f$				Увеличенное		Мнимое		

ТРЕНИНГ УМЕНИЙ

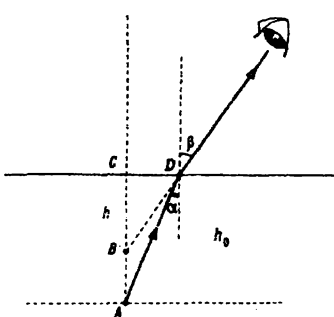
1. Пример выполнения задания тренинга на умение 1.

Задание

Кажущаяся глубина водоема 3 м. Определите истинную глубину водоема h_0 . Показатель преломления воды $N = 1,33$.

Решение

Предварительно заполните таблицу.

№ п/п	Алгоритм	Соответствие данной ситуации предложенному алгоритму
1	Построить чертеж, рассмотрев лучи, попадающие в глаз наблюдателю под малыми углами.	Луч, отраженный от некоторой точки дна водоема, преломляется на границе раздела вода – воздух и попадает в глаз наблюдателя. Рассмотрим лучи, падающие под небольшим углом β (рисунок). Наблюдателю кажется, что лучи идут из точки B. 
2	Найти из чертежа геометрические соотношения между величинами, данными в задаче.	Из анализа треугольника ACD следует, что $CD = h_0 \tan \alpha$, из треугольника BCD имеем $CD = h \tan \beta$. Таким образом, $h_0 = h \tan \beta / \tan \alpha$
3	Записать закон преломления света.	По закону преломления имеем $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{1}{n}$. Вследствие малости углов α и β можно считать $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \approx \frac{\tan \alpha}{\tan \beta} = \frac{1}{n}$
4	Выразить неизвестные величины и найти их.	Окончательно имеем $h_0 = nh$, $h_1 \approx 4$ м

Выполните самостоятельно следующие задания:

Задание 1.1

На дне ручья лежит камешек. Мальчик хочет попасть в него палкой. Прицеливаясь, мальчик держит палку в воздухе под углом 45° . На каком расстоянии от камешка воткнется палка в дно ручья, если его глубина 32 см?

Задание 1.2

Расстояние в воздухе от лампы до поверхности воды 2,4 м. На глубине 1,8 м в воде под лампой находится водолаз. На каком расстоянии от себя он будет видеть эту лампу? Показатель преломления $N = 4/3$.

Задание 1.3

Столб вбит в дно реки и $h_1 = 1$ м столба возвышается над водой. Найдите длину тени столба на поверхности и на дне реки, если высота Солнца над горизонтом $\alpha = 30^\circ$, глубина реки $h_2 = 2$ м, показатель преломления воды равен $N = 1,33$.

2. Пример выполнения задания тренинга на умение № 2.

Задание

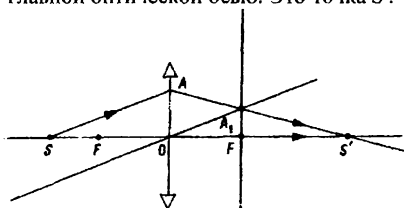
Постройте изображение точечного источника света в собирающей линзе, если он находится на главной оптической оси между фокусом и двойным фокусным расстоянием.

Решение

Предварительно заполните таблицу.

№ п/п	Алгоритм	Соответствие данной ситуации предложенному алгоритму
1	Провести некоторый произвольный луч 1 из источника на линзу, отметить точку падения.	Построим произвольный луч SA .
2	Провести побочную оптическую ось параллельно лучу	Параллельно лучу A проведем прямую через точку O .
3	Построив фокальную плоскость, получить точку пересечения побочной оптической оси и фокальной плоскости.	Через фокус параллельно линзе строим прямую – фокальную плоскость. Находим точку пересечения побочной оптической оси и фокальной плоскости A_1 .

4	Провести через точку падения на линзу луча 1 и точку пересечения побочной оптической оси и фокальной плоскости луч 2.	Через точки A и проводим луч AA_1 .
5	Построить точку пересечения преломленного луча 2 с главной оптической осью. Это и есть изображение источника.	Находим точку пересечения луча AA_1 с главной оптической осью. Это точка S' .



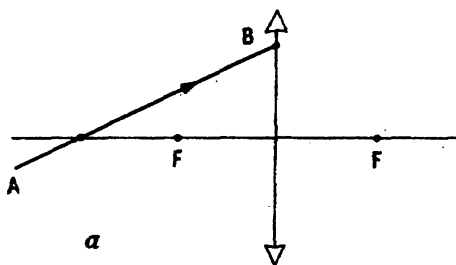
Выполните самостоятельно следующие задания:

Задание 2.1

Постройте изображение точки S , лежащей на главной оптической оси рассеивающей линзы на расстоянии, большем фокусного. Положение фокусов линзы задано.

Задание 2.2

Найдите ход луча AB после преломления в собирающей линзе.



Задание 2.3

Постройте изображение точки S , лежащей на главной оптической оси собирающей линзы на расстоянии, меньшем фокусного. Положение фокусов линзы задано.

3. Пример выполнения задания тренинга на умение № 3.

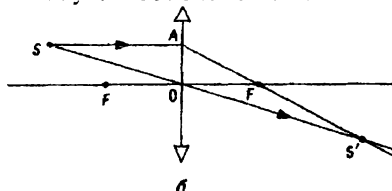
Задание

Постройте изображение точечного источника света в собирающей линзе, если он находится не на главной оптической оси между фокусом и двойным фокусным расстоянием.

Решение

Предварительно заполните таблицу.

№ п/п	Алгоритм	Соответствие данной ситуации предложенному алгоритму
1	Построить луч 1 от источника до линзы параллельно главной оптической оси. Отметить точку падения на линзу.	Построим произвольный луч SA , параллельный главной оптической оси.
2	Построить луч 2 из точки падения луча 1, проходящий через фокус линзы.	Из точки A через фокус проводим луч AF .
3	Построить луч 3 от источника, проходящий не преломляясь.	От источника через оптический центр линзы O проводим луч SO .
4	Найти точку пересечения лучей 2 и 3. Это и есть изображение источника.	Находим точку пересечения луча AF с лучом SO . Это точка S' .



Выполните самостоятельно следующие задания:

Задание 3.1

Постройте изображение предмета в рассеивающей линзе, если он опирается на главную оптическую ось и находится между фокусом и двойным фокусным расстоянием.

Задание 3.2

Постройте изображение предмета в собирающей линзе, если он находится за двойным фокусным расстоянием.

Задание 3.3

Постройте изображение предмета в собирающей линзе, если он находится между фокусом и линзой.

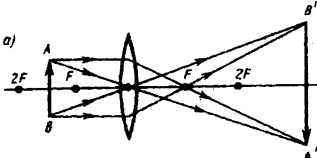
4. Пример выполнения задания тренинга на умение № 4.

Задание

Найдите фокусное расстояние f и оптическую силу Φ собирающей линзы, если известно, что изображение предмета, помещенного на расстоянии 24 см от линзы, получается по другую сторону линзы на расстоянии 48 см от нее.

Решение

Предварительно заполните таблицу.

№ п/п	Алгоритм	Соответствие данной ситуации предложенному алгоритму
1	Определить вид линзы и изображения.	По условию линза собирающая и изображение предмета действительное. 
2	Записать формулу линзы с учетом знаков.	Запишем формулу линзы $\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$
3	Выразить неизвестную величину.	$f = \frac{ab}{a+b} \text{ и } \Phi = \frac{1}{f}.$
4	Подставить значения и рассчитать искомые параметры.	Вычислим фокусное расстояние $f = \frac{0,24 \cdot 0,48}{0,24 + 0,48} \text{ м} = 0,16 \text{ м}$ и оптическую силу линзы $\Phi = \frac{1}{0,16} = 6,25 \text{ дптр}.$

Выполните самостоятельно следующие задания:

Задание 4.1

На каком расстоянии от рассеивающей линзы с оптической силой $\Phi = -4$ дптр нужно поместить предмет, чтобы его мнимое изображение получилось в 4 раза меньше самого предмета.

Задание 4.2

Фокусное расстояние собирающей линзы $f = 30$ см, расстояние предмета от фокуса $l = 10$ см. Линейные размеры предмета 5 см. Определите размеры изображения H .

Задание 4.3

Расстояние между предметом и его изображением $L = 72$ см. Увеличение линзы $\Gamma = 3$. Найдите фокусное расстояние линзы. Рассмотрите два случая: а) изображение предмета действительное; б) изображение предмета мнимое.

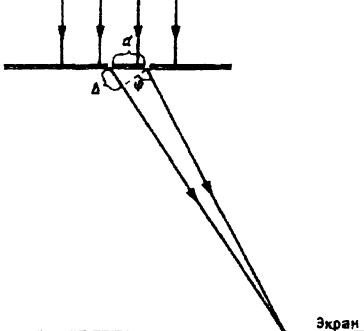
5. Пример выполнения задания тренинга на умение № 5.

Задание

На дифракционную решетку, имеющую 40 штрихов на 1 мм, падает монохроматический свет и образует полосу четвертого порядка под углом $\varphi = 6,4^\circ$. Чему равна длина волны падающего света.

Решение

Предварительно заполните таблицу.

№ п/п	Алгоритм	Соответствие данной ситуации предложенному алгоритму
1	Определить период решетки.	Период решетки равен $d = 1 / 40 = 2,5 \cdot 10^{-5}$ м
2	Записать условие максимума, учитывая порядок, указанный в задаче.	Две щели можно рассматривать как когерентные источники. Разность хода лучей, идущих от них, равна $\Delta = d \sin \varphi$ (рисунок).  Условие наблюдения интерференционного максимума $\Delta = \pm n \lambda$, следовательно $\pm n \lambda = d \sin \varphi$. По условию задачи $n = 4$, отсюда $4 \lambda = d \sin \varphi$.
3	Выразить длину волны из данных величин и рассчитать ее.	$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{4},$ $\lambda = \frac{2,5 \cdot 10^{-5} \sin 6,4^\circ}{4} = \frac{2,5 \cdot 10^{-5} \cdot 0,11}{4} = 6,88 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$

Выполните самостоятельно следующие задания:

Задание 5.1

Спектр получен с помощью дифракционной решетки с периодом 22 мкм. Дифракционное изображение второго порядка находится на расстоянии 5 см от центрального и на расстоянии 1 м от решетки. Определите длину световой волны. Наблюдение ведется без линзы.

Задание 5.2

Определите длину волны для линии в дифракционном спектре третьего порядка, совпадающей с изображением линии в спектре четвертого порядка с длиной волны 490 нм.

Задание 5.3

Спектры дифракционной решетки со 100 штрихами на 1 мм проектируются на экран, расположенный параллельно решетке на расстоянии 1,8 м от нее. Определить длину волны монохроматического света, падающего на решетку, если расстояние от второго спектра до центральной светлой полосы 21,4 см.

Изд. лиц. ЛР № 071765 от 07.12.1998
Казахстанско-Российский университет
Объем 8,1 п.л. Тираж 514.
